PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 3 — 1. Februar 1931 — Redaktionsschluß für Nr. 5 am 14. Februar 1931. — 32. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

B. Rajewsky, Über einen empfindlichen Lichtzähler. S. 121.

M. Reich und O. Stierstadt, Messung der Schallgeschwindigkeit von Stoffen im festen und geschmolzenen Zustand. (1. Mitteilung.) S. 124.

J. Scholz, Über die Meßmethoden der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre. S. 130.

Fr. Ahlborn, Zur Dynamik des Regens. Mit Tafel III und IV. S. 139.

W. Anderson, Einige Bemerkungen zu dem Artikel von S. Suzuki über die obere Grenze der Energiedichte. S. 147.

P. Grassmann, Ein einfacher Apparat zur Auswertung von Prismenspektrogrammen mit Hilfe der Hartmannschen Formel. S. 148.

J. Zahradníček, Bemerkungen zum Aufsatz: „Resonanzmethoden für die Bestimmung der Gravitationskonstanten G" von Jakob Kunz, in der Physik. Zeitschr. **31**, 764, 1930. S. 149.

Besprechungen:

L. Brillouin, Les Statistiques Quantiques et leurs applications. S. 150.

Müller-Pouillets, Lehrbuch der Physik. 2. Band. S. 151.

J. Plassmann, Himmelsalmanach für das Jahr 1931. S. 152.

L. Bieberbach, Lehrbuch der Funktionentheorie. 1. Bd. S. 152.

W. Kesseldorfer, Grundbegriffe der Elektrotechnik. S. 152.

E. v. Lommel, Lehrbuch der Experimentalphysik. S. 152.

E. Rabinowitsch, Grundbegriffe der Chemie. S. 152.

Personalien. S. 152.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einen empfindlichen Lichtzähler.

Von B. Rajewsky.

1. Einleitung.

Die höchste bis jetzt erreichte Empfindlichkeit einer lichtelektrischen Meßanordnung wurde 1916 von Elster und Geitel[1]) erzielt. Diese Autoren erhielten mit einer Kaliumphotozelle für blaues Licht (Empfindlichkeitsmaximum der Kaliumzelle) eine Empfindlichkeitsgrenze von $3 \cdot 10^{-9}$ Erg/cm² sec, d. i. etwa 650 Quanten/cm² sec. Dabei wurde die an der Photozelle liegende Spannung nahe an die kritische Glimmentladungsspannung, etwa 200 Volt, gebracht. Bei den angegebenen kleinen Lichtintensitäten zeigte das an die Zelle angeschlossene Elektrometer an Stelle eines kontinuierlichen Ausschlages einzelne Stromschwankungen, deren Zahl proportional der Strahlungsintensität angenommen wurde. Diese Empfindlichkeit kann jedoch nicht als eine technisch erreichbare angesehen werden. Mit sehr guten technischen Photozellen lassen sich die lichtelektrischen Ströme nach der Auflademethode nur bis zu 10^{-15} Amp. verfolgen. Solche Messungen sind zwar mit außerordentlichen Schwierigkeiten in bezug auf die Erhaltung einer ausreichenden Isolation des aufzuladenden Meßsystems verbunden, können aber trotzdem als noch erreichbare Grenzempfindlichkeit bezeichnet werden. Nimmt man mit Gudden[1]) die lichtelektrische Elektronenausbeute zu 10^{-3} der Anzahl der einwirkenden Lichtquanten an, so entspricht ein Photostrom von 10^{-15} Amp. einer Lichtmenge von $6{,}41 \cdot 10^{6}$ Lichtquanten/sec oder unter Berücksichtigung der durchschnittlichen Größe der lichtempfindlichen Fläche einer Photozelle eine Lichtintensität von etwa $2{,}5 \cdot 10^{5}$ Quanten/cm² sec. Das ist viel mehr als z. B. die Empfindlichkeitsgrenze des menschlichen Auges, die nach Elster und Geitel bei wenigen Hunderten von Quanten/cm² sec liegt.

Indessen ist es für viele Probleme der Atomphysik und insbesondere der biophysikalischen und bioklimatischen Strahlenforschung von Wichtigkeit, gerade sehr kleine Lichtintensitäten verschiedener Spektralbezirke hinreichend genau messen zu können. Als Beispiel kann hier die hypothetische Strahlenemission lebender Objekte — die sogenannte mitogenetische Strahlung (Gurwitsch) — genannt werden. Als obere Grenze für die dabei in Frage kommende Strahlungsintensität wurde von Chariton,

1) Elster u. Geitel, Physik. Zeitschr. **17**, 268, 1916.

1) B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, Verl. J. Springer, Berlin 1928.

Frank und Kannegießer[1]) auf Grund der Versuche mit künstlichen Lichtquellen etwa $6{,}6 \cdot 10^5$ Quanten/cm² sec im spektralen Bereich 260 bis 200 mμ angegeben. Für die Existenz einer mitogenetischen Strahlenemission spricht zahlreiches biologisches Beobachtungsmaterial. Jedoch konnte bis jetzt ein Nachweis dieser Strahlung auf physikalischem Wege nicht erbracht werden.

Vor einiger Zeit hat Verfasser eine lichtelektrische Anordnung kurz beschrieben[2]), deren Empfindlichkeit die der üblichen Photozellen bei weitem übertrifft. Diese Anordnung scheint geeignet zu sein, auch in der Frage des Gurwitsch-Phänomens Klärung zu schaffen.

Zahlreiche Anfragen bezüglich der Einzelheiten der neuen Anordnung veranlassen den Verfasser, deren ausführliche Beschreibung im nachfolgenden zu geben.

2. Beschreibung des Lichtzählers.

Der Lichtzähler ist unter Benutzung des von Geiger und Müller[3]) angegebenen Zählrohrprinzips aufgebaut. Der Meßbereich des Geiger-Müllerschen Zählrohres war in der bisherigen Anordnung auf die schnellen β-, γ- und harten Röntgenstrahlen begrenzt. Um die Anwendungsmöglichkeit des Zählrohres auch auf das Gebiet des ultravioletten und des sichtbaren Lichtes auszudehnen und damit einen Lichtzähler zu erhalten, hat Verf. das Geiger-Müllersche Zählrohr folgendermaßen verändert: in das Innere des Zählrohres wurden Flächen aus photoelektrisch empfindlichen Substanzen so eingebaut, daß sie von außen durch ein geeignetes Fenster, dessen Strahlungsdurchlässigkeit durch den zu messenden Wellenlängenbereich bestimmt ist, von dem einfallenden Licht getroffen werden, und zugleich so, daß die austretenden Elektronen vom Feld des Zählrohres erfaßt werden. Die Empfindlichkeit eines auf diese Weise erhaltenen Lichtzählers kann ohne weiteres durch die Gestalt, Größe und Anordnung der lichtempfindlichen Fläche und des Fensters variiert werden. Seine Anpassung für verschiedene Wellenlängenbereiche (sichtbares Licht, Ultraviolett) geschieht durch die zweckmäßige Auswahl der lichtelektrisch empfindlichen Substanz. Als solche wurden Graphit, Zink, Messing, Kadmium u. a. verwendet.

Auf der Fig. 1 sind zwei der Ausführungen des Lichtzählers dargestellt. Entsprechend dem oben Gesagten besteht der Lichtzähler aus einem Metallzylinder (a), in dem ein Draht (d) mit Hilfe zweier Isolationsbüchsen (c) axial eingespannt ist. Die Oberfläche des Drahtes ist mit einer dünnen halbisolierenden Haut gleichmäßig überzogen. Durch Anlegen entsprechender Spannung (Klemmen K_1 und K_2) wird im Innern des Zählrohres ein starkes elektrisches Feld erzeugt, dessen Stärke je nach dem Gasdruck im Innern des Rohres variiert wird. Die innere Fläche des Metallzylinders dient entweder selbst als Emissionselektrode, oder wird mit einem Belag (b) aus der gewählten photoelektrischen Substanz überzogen. Das Rohr ist mit einem Fenster (f) aus Glas, Uviolglas, bzw. Quarz versehen, dessen

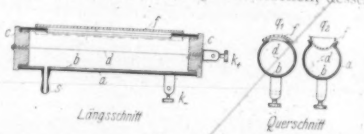

Fig. 1.

Form je nach dem Verwendungszweck verschieden gestaltet ist (q_1, q_2). Ein Pumpstutzen (s) gestattet, den Lichtzähler zwecks Herstellung des notwendigen Gasdruckes an eine Pumpe anzuschließen. Das Abtrennen des Rohres von der Pumpe geschieht am einfachsten in der Weise, daß man in den Stutzen (s) ein Glasröhrchen einkittet und nach dem Abpumpen des Rohres dieses abschmilzt. Die Drahtelektrode des Zählrohres wird, wie schon Elster und Geitel bei der anfangs erwähnten Anordnung getan haben, über einen hochohmigen Widerstand (W, Fig. 2) zur Erde abgeleitet. Die Stromstöße im Lichtzähler bewirken kurzdauernde Fadensprünge im Elektrometer (El, Fig. 2), deren Anzahl für irgend eine bestimmte Zeitspanne der Strahlungsintensität proportional ist. Bei steigenden Lichtintensitäten werden die Fadensprünge immer zahlreicher und gehen schließlich in einen kontinuierlichen Ausschlag des Fadens über[1]).

Die bei längeren Meßreihen zu anstrengende subjektive Auszählung der Fadensprünge des Elektrometers kann vermieden werden, indem man unter Benutzung eines Röhrenverstärkers den Lichtzähler an ein Zählwerk anschließt, wie es z. B. von Bothe[2]) für das Geiger-Müllersche Zählrohr angegeben wurde.

1) J. Chariton, G. Frank u. N. Kannegießer, Naturwiss. **18**, 401, 1930.

2) B. Rajewsky, Zeitschr. f. Phys. **63**, 1930.

3) H. Geiger u. W. Müller, Naturw. **16**, 617, 1928; Physik. Zeitschr. **29**, 839/1928; Physik. Zeitschr. **30**, 489, 1929.

1) Die Schwankungserscheinungen bei der Messung sehr kleiner Strahlungsintensitäten bzw. nur wenig zahlreicher β-Teilchen sind seit längerer Zeit bekannt. Zum erstenmal wurden sie meines Wissens von E. Meyer (Physik. Zeitschr. **11**, 215, 1910), dann von Elster u. Geitel (Physik. Zeitschr. **17**, 268, 1916), Geiger (Verhandl. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 1913), O. v. Baeyer u. Kutzner (Zeitschr. Phys. **21**, 46, 1924), Kniekamp (Zeitschr. Phys. **40**, 12, 1926) u. a. beobachtet.

2) W. Bothe, Zeitschr. Phys. **59**, 1, 1930.

Da aber für verschiedene Meßaufgaben verschiedene Zählungsweisen von Vorteil sind, wurde für den Lichtzähler eine Zählanordnung aufgebaut, welche seinen gleichzeitigen bzw. wahlweisen Anschluß an ein Elektrometer zur optischen und an einen Lautsprecher zur akustischen Zählung, an ein Zählwerk und an eine Morseapparatur zur automatischen Registrierung ermöglicht. Diese Anordnung ist auf Fig. 2 dargestellt. Auf der linken Seite dieser Figur ist das Schema der Grundanordnung des Lichtzählers angegeben, wobei LZ den Lichtzähler, EL das Elektrometer und W den hochohmigen Widerstand bedeuten. Die rechte Seite der Fig. 2 gibt die Verstärker- und Registrieranlage wieder. Ein dreistufiger Widerstandsverstärker führt die Stromstöße des Lichtzählers zum Lautsprecher bzw. zum Relais, an das eine Morseapparatur angeschlossen wird. An den Widerstandsverstärker ist ein Zusatztransformatorverstärker angeschlossen, der das Zählwerk betätigt. Als Zählwerk wurde ein von der Firma H. Fuld & Co., Frankfurt a. M., gebauter Telephongesprächszähler benutzt[1]). Dieser Zähler hat sich bei nicht zu großer Stoßzahl sehr gut bewährt. Als Verstärkerröhren wurden eine Valvo W 406, eine Telefunken RE 054, eine Valvo Z 410 und eine Valvo Z 414 benutzt. Von Bedeutung für gutes Funktionieren des Lichtzählers haben sich die Größe des Ableitwiderstandes und die Vorbehandlung der Drahtelektrode erwiesen[2]). Dieser letzteren muß offenbar eine ausschlaggebende Bedeutung für die hohe Empfindlichkeit des Lichtzählers zugeschrieben werden. Die halbisolierende Haut des vorbehandelten (oxydierten) Drahtes gestattet, die an dem Rohr liegende Spannung weit über die Grenze der selbständigen Entladung und dadurch auch die photoelektrische Ausbeute zu steigern. Da der Lichtzähler in vollem Maße auch die Eigenschaften des Geiger-Müllerschen Zählrohres behält, so ist durch die angegebene Umänderung ein empfindlicher Indikator geschaffen, der sich für kleine Intensitäten aller bei den anfangs erwähnten Problemen in Frage kommenden Strahlenarten eignet.

Der Lichtzähler weist auch in völliger Dunkelheit Entladungsstöße auf, die durch die Radioaktivität der Erde und Atmosphäre und die Höhenstrahlung bedingt sind. Die Zahl dieser Stöße beträgt je nach der Empfindlichkeit (konstruktive Besonderheiten) des Zählers 30—100 Stöße pro Minute. Da der zu messende Lichteffekt der sich in der Erhöhung der Stoßzahl ausdrückt, umso deutlicher auftritt, je kleiner die Zahl der Dunkelstöße ist, so ist es vorteilhaft, diese letztere nach Möglichkeit herabzudrücken. Das Mittel dazu ist die Einpanzerung des Lichtzählers in ein stark absorbierendes Gehäuse. So wurde z. B. der Lichtzähler bei der vom Verf. ausgeführten Messung der Gurwitschstrahlung

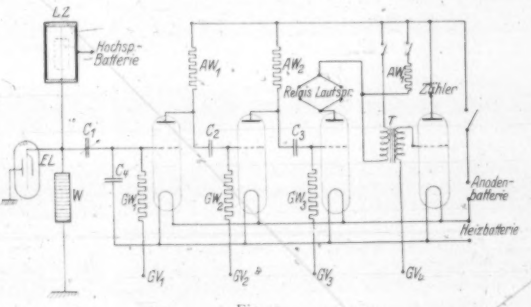

Fig. 2.

allseitig in einen Eisenpanzer von etwa 15 cm Wandstärke eingeschlossen. Dieser Panzer wurde durch einen doppelwandigen Holzkasten gebildet, dessen innerer Hohlraum etwa $20 \times 20 \times 20$ cm³ groß war und zur Aufnahme des Lichtzählers diente. Der 20 cm starke Hohlraum zwischen den Wänden des Kastens wurde mit feinen fest gepreßten Gußeisenspänen ausgefüllt. Mit einem auf Eisenschienen beweglichen, 20 cm starken und in gleicher Weise gebauten Deckel wurde der Eisenpanzer von oben lichtdicht abgeschlossen. Die normale (Dunkel-)Stoßzahl wurde durch diese Einpanzerung des Lichtzählers auf etwa 22 bis 30 Stöße pro Minute reduziert.

Um die erreichbare Genauigkeit der Zählungen zu illustrieren, ist in der folgenden Tabelle ein Beispiel der Meßzahlen angegeben.

Tabelle.
30 min Zählung. 1272 Stöße.
Mittelwert 42,4 Stöße pro min.

	Zählungszeit				
	2 min	6 min	10 min	20 min	
Absolute Abweichung vom MW	± 7,6	± 2,6	± 1,6	± 0,8	Stöße pro min
Prozentuale Abweichung vom MW	± 17,9	± 6,1	± 3,8	± 1,9	Proz.

[1]) Der Firma H. Fuld & Co. sei für die freundliche Überlassung des Zählers auch an dieser Stelle bestens gedankt.

[2]) Siehe Geiger u. Müller l. c.

Man ersieht daraus, daß mit wachsender Beobachtungszeit (größere Anzahl der Stöße) die Abweichungen der Mittelwerte für den Wert „Stoßzahl/min" immer kleiner werden und bei 20minutigen Zählungen (etwa 850 Schläge) unter 2 Proz. herabsinken.

3. Empfindlichkeit des Lichtzählers.

Die Empfindlichkeit des Lichtzählers ist überraschend groß. Um sie zu veranschaulichen, können folgende Angaben dienen: benutzt man einen Kadmiumlichtzähler, der mit einem Quarzfenster ausgerüstet ist und nur auf ultraviolettes Licht etwa von 330 $m\mu$ ab anspricht, so genügt die Einschaltung einer 16-kerzigen, in 1 m Entfernung stehenden Kohlenfadenlampe mit Glasglocke, um eine starke Vermehrung der Lautsprecherschläge zu erhalten. Ein brennendes Streichholz in der Entfernung von 3 bis 5 m erzeugt ein nicht mehr zählbares kontinuierliches Lautsprechergeräusch, das bei der Zwischenschaltung einer stärkeren Glasplatte verstummt. In den Abendstunden, bei bewölktem Himmel und verschlossenen Fenstern kann noch das Vorhandensein der diffusen Ultraviolettstrahlung im Zimmer nachgewiesen werden.

Die Ausmessung der „mitogenetischen" Strahler (Zwiebelwurzel, Zwiebelsohlenbrei, karzinomatöses Gewebe) ergab die Erhöhung der Stoßzahl des Lichtzählers in Anwesenheit dieser Strahler um 5 bis 30 Proz. gegenüber der „Dunkel"-Stoßzahl. Näheres über diese Messungen ist an anderer Stelle[1]) mitgeteilt worden.

Um genauere Angaben über die Empfindlichkeit der aufgebauten Anordnung zu gewinnen, wurden einige Meßreihen mit spektralzerlegtem Licht ausgeführt. Es wurde dabei der schwächste der im Institut vorhandenen Quecksilberquarzbrenner benutzt. Mit Hilfe eines Quarzspektrographen und mehrerer Blenden wurde aus dem Quecksilberspektrum die Linie 265 $m\mu$ ausgesondert. Bei verschlossenem Spalt des Spektrographen ergab der Lichtzähler noch eine unzählbare Menge von Ausschlägen. Für die Messung wurde eine bestimmte Linienbreite eingestellt und die Strahlungsintensität an der Stelle des Fensters des Lichtzählers mit Hilfe einer geeichten Thermosäule nach Moll, die an das Zernicke-Galvanometer angeschlossen wurde, bestimmt. Dann wurde die Linienintensität mit Hilfe einer Anzahl Zellophanfilter so lange abgeschwächt, bis sich die Zahl der Stöße im Lichtzähler merklich verringerte. Es ergab sich dabei, daß noch unter Einwirkung der auf $8{,}13 \cdot 10^{-13}$ der Anfangsintensität abgeschwächten Linie eine deutliche außerhalb der Fehlergrenzen liegende Erhöhung der Stoßzahl gegenüber der „Dunkel"-Stoßzahl auftritt. Die auf das Fenster des Lichtzählers auffallende Lichtintensität betrug dabei

$$9{,}1 \cdot 10^{-11} \text{ Erg/cm}^2 \text{ sec}$$

das entspricht etwa

12 Quanten/cm² sec.

Es sei dabei bemerkt, daß die entsprechenden Zählungen sich etwa auf 10—12 Minuten ausdehnten, sodaß die Meßgenauigkeit etwa 3—5 Proz. betrug (vgl. Tabelle). Wählt man längere Beobachtungszeiten, so läßt sich die angegebene Grenzintensität noch herabsetzen. Die Lichtempfindlichkeit des Lichtzählers ist somit mit Bestimmtheit etwa 20 000mal größer als die Empfindlichkeit der üblichen Photozellen und etwa 33mal größer als die bei der im Abschnitt 1 erwähnten Messung von Elster und Geitel (1916).

Zusammenfassung.

Eine lichtelektrische Meßanordnung wurde beschrieben, deren Empfindlichkeit zu etwa $9 \cdot 10^{-11}$ Erg/cm² sec bestimmt wurde.

Frankfurt a. M., Institut für physik. Grundlagen der Medizin.

(Eingegangen 21. Oktober 1930.)

Messung der Schallgeschwindigkeit von Stoffen im festen und geschmolzenen Zustand[1]).

(I. Mitteilung.)

Von M. Reich und O. Stierstadt.

Inhalt.

Der Gegenstand vorliegender Arbeit ist die Ausgestaltung des Richtungshörens zu einer Meßmethode von Schallgeschwindigkeiten in festen und flüssigen Körpern auch bei hohen Temperaturen.

I. Einleitung.

Die Möglichkeit des Richtungshörens, d. h. die Fähigkeit, die Richtung zu erkennen, aus der Schallwellen zu uns gelangen, ist in der Tatsache begründet, daß die Schallwellen beim Eintreffen an den beiden Ohren im allgemeinen eine

1) Verhandl. des Internat. Kongresses der Zellforscher zu Amsterdam im August 1930, und „10 Jahre Forschung auf dem physik.-med. Grenzgebiet", herausg. von Prof. Dr. Fr. Dessauer, Verlag Thieme, Leipzig 1930.

1) Auszug und Erweiterung der Göttinger Dissertation von O. Stierstadt 1928.

Verschiedenartigkeit aufweisen, und zwar bezüglich folgender drei Größen:

1. Dem der Schallquelle zugewandten Ohr wird eine größere Intensität zugestrahlt als dem abgewandten.

2. Die Zeit des Eintreffens des Schalles an den Ohren ist verschieden, bedingt durch die Schallgeschwindigkeit und die Wegdifferenz von der Schallquelle zum einen bzw. zum anderen Ohr.

3. Es besteht ein Phasenunterschied der Schalldruckamplituden an den beiden Ohren.

Experimentalpsychologen und Physiker haben in zahlreichen Arbeiten den Anteil dieser drei Größen am Zustandekommen des „Richtungseffektes" geprüft[1]). Am bemerkenswertesten ist wohl die von v. Hornborstel und Wertheimer aufgestellte Zeitdifferenzen-Theorie: Zeitunterschiede von $3 \cdot 10^{-5}$ sec bis $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ sec vermögen wir unbewußt — als Richtungseindruck — wahrzunehmen. Unterhalb dieser Grenzen sind wir nicht mehr imstande, Zeitunterschiede in der Reizung beider Gehörnerven festzustellen; oberhalb dieser Grenzen, also bei größeren Zeitdifferenzen, wird die Reizung nicht mehr als Richtungseindruck empfunden.

Auf Grund dieser Theorie läßt sich ein Meßverfahren sehr kurzer Zeiten von der angegebenen Größenordnung aufbauen und damit das Richtungshören zur Schallgeschwindigkeitsmessung benutzen. G. Veenekamp[2]) und H. Schmidt[3]) haben im Institut für angewandte Elektrizität der Universität Göttingen für Medien aller drei Aggregatzustände Anordnungen entwickelt und durchprobiert nach folgendem Prinzip:

In oder an dem zu untersuchenden Medium werden zwei Mikrophone so angebracht, daß sie in der Richtung des Schallstrahles etwas gegeneinander verschoben sind. Zwei mit ihnen verbundene Hörtelephone werden also mit einer kleinen Zeitdifferenz erregt, erzeugen demnach, wenn sie von beiden Ohren gleich weit entfernt sind, einen Seiten-Richtungs-Eindruck. Durch Änderung der Entfernungen der Telephone von den beiden Ohren kann jedoch diese Zeitdifferenz ausgeglichen, d. h. der Seiten-Richtungs-Eindruck in einen Mitten-Richtungs-Eindruck verwandelt werden. Aus dieser Verschiebung der Telephone, der bekannten Schallgeschwindigkeit in Luft und dem gegenseitigen Abstand der beiden Mikrophone läßt sich dann die gesuchte Schallgeschwindigkeit errechnen.

Schwierigkeiten können bei dieser Methode dadurch entstehen, daß die von den Wandungen der Gefäße bzw. von den Enden der zu untersuchenden Stücke reflektierten Schallstrahlen die Beobachtung stören und einen klaren Richtungseindruck nicht ermöglichen. In den erwähnten Arbeiten wurde diese Störungsmöglichkeit dadurch behoben, daß die Dimensionen des untersuchten Mediums, z. B. die Stablängen, möglichst groß gewählt wurden und andrerseits die Intensität der Schallquelle so gering bemessen wurde, daß die infolge der Absorption geschwächte reflektierte Schallwelle das Zustandekommen des Richtungseindruckes nicht mehr verhinderte.

Bei Materialien mit geringem Schallabsorptionskoeffizienten versagt naturgemäß dieser Weg.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein neues Prinzip zur Beseitigung der Störungen durch die Wandreflektionen angewendet. Dieses gestattet, die Methode auch auf Materialien mit sehr geringem Absorptionskoeffizienten und auch für alle drei Aggregatzustände anzuwenden. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Schallgeschwindigkeit in Stoffen beim Übergang vom festen in den flüssigen Zustand zu messen. Das Prinzip ist folgendes:

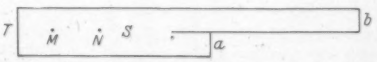

Fig. 1. Schema des Schallraumes für die Interferenzmethode.

Es sei ein Stoff in der Form der Fig. 1 gegeben, derart, daß sich sein Querschnitt von einer Stelle a an auf die Hälfte reduziert bis zum Ende b. Die begrenzenden Endflächen bei a und b seien also gleich. Bei T befinde sich die Schallquelle, etwa ein Telephon, bei M und N zwei Mikrophone, die mit zwei Hörtelephonen verbunden seien.

Im allgemeinen wird ein klarer Richtungseindruck nicht vorhanden sein, da die direkten, von T ausgehenden, Schallwellen und die bei a und b reflektierten sich überlagern. Ist aber die Strecke $a - b = \frac{\lambda}{4}$, wobei λ die Länge der Schallwellen ist, so werden die von a und b reflektierten Anteile in S mit $\frac{\lambda}{2}$ Phasendifferenz interferieren, sie werden sich also auslöschen oder wenigstens so stark schwächen, daß — wie der Versuch zeigt — ihre Energie gegenüber der direkt zu den Mikrophonen gelangenden Energie nicht mehr störend empfunden wird; mit den beiden Hörtelephonen läßt sich dann ein klarer Richtungseindruck wahrnehmen.

Es muß dazu allerdings bemerkt werden, daß diese Methode nur für reine Töne anwendbar ist,

1) H. Hecht, Naturw. **10**, 107, 1922; Lord Rayleigh, Phil. Mag. **13**, 214, 1907; v. Hornbostel u. Wertheimer, Berl. Ber. **20**, 388, 1920; Hartley u. Fry, Phys. Rev. **13**, 373, 1919; **18**, 431, 1921.
3) G. Veenekamp, Göttinger Dissertation 1922.
2) H. Schmidt, Göttinger Dissertation 1923.

während die genannten früheren Arbeiten intermittierende Klopfgeräusche benutzten, welche in der Regel noch besser zu „lokalisieren" sind als kontinuierliche Töne. Bei einiger Übung ist jedoch auch mit reinen Tönen ein scharfer Richtungseindruck zu erreichen und ein sicheres Arbeiten möglich.

II. Vorversuche und Prüfung der neuen Interferenzmethode.

Die Brauchbarkeit des Verfahrens und die erzielbare Genauigkeit wurden durch Messungen einiger Stoffe mit bekannter Schallgeschwindigkeit geprüft.

1. Schallgeschwindigkeitsmessungen in Gasen[1]).

In ein Rohr R (Fig. 2) mit kreisförmigem Querschnitt (Länge 55 cm, Durchmesser 6 cm)

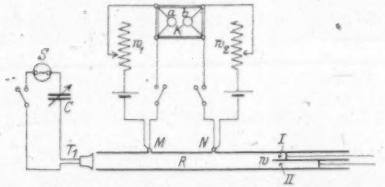

Fig. 2. Anordnung zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Gasen.

ist bis zu einer Länge von 30 cm eine Scheidewand W eingelassen, die das Rohrinnere z. T. in die querschnittsgleichen Stutzen I und II teilt, in denen halbkreisförmige Kolben verschiebbar angeordnet sind. Bei M und N befinden sich hinter quer zur Rohrachse verlaufenden schmalen Schlitzen die beiden Mikrophone. Der Abstand der Schlitze beträgt 9,7 cm. Das Sendetelephon T_1, das von einer Sirene S gespeist wird (Frequenz zwischen 500 und 1800 Hertz) ist mit dem zugehörigen Ende des Rohres R in einen schalldichten Kasten eingebaut. Bei der lichten Rohrweite von 60 mm ist der Einfluß der Rohrwandungen auf die Schallgeschwindigkeit bereits vernachlässigbar klein.

Zur Auswertung des Richtungseindrucks dient ein Richtungskompensator, d. i. ein Apparat mit zwei Telephonen und zwei Hörschläuchen für die beiden Ohren, bei welchem durch eine leichte, möglichst geräuschlose Drehbewegung die Luftstrecken zwischen den Telephonmembranen und den beiden Ohren meßbar wechselseitig verkürzt bzw. verlängert werden können. Zu den vorliegenden Untersuchungen wurde ein Richtungskompensator von den Atlaswerken, Bremen, benutzt. Die Nacheichung für die Skala der Wegdifferenzen des Apparates wurde in Luft bei 14° C vorgenommen und ergab für die Frequenzen von 400 bis 2000 Hertz eine Genauigkeit von 1 Promille[1]).

Die Zuverlässigkeit der Resultate ist, da es sich hier um die Beurteilung eines subjektiven Eindrucks, des „Richtungseindrucks" handelt, in hohem Maße von der Übung abhängig. Aus Meßreihen von etwa 20 bis 50 Beobachtungen konnten durch Mittelwertsbildung Resultate gewonnen werden, die um weniger als 1 Proz. voneinander abweichen.

a) Kohlensäure. Für Kohlensäure wurde die Schallgeschwindigkeit bei 14° C ermittelt zu:

$$c_{14} = 273{,}89 \pm 0{,}82 \text{ m/sec.}$$

Nach Reduktion auf 0° C:

$$c_0 = 267{,}12 \pm 0{,}80 \text{ m/sec.}$$

Die in den Tabellen von Landolt-Börnstein

1) Die prinzipielle Konstruktion eines Richtungskompensators kann etwa die folgende sein (Fig. 3):

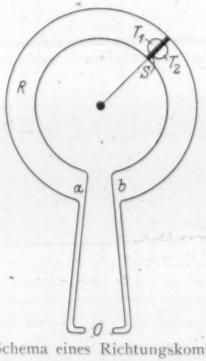

Fig. 3. Schema eines Richtungskompensators.

In einem kreisförmig gebogenen Metallrohr R sind an einer in R beliebig verschiebbaren Scheidewand S zwei Telephone T_1 und T_2 gegeneinander „schallisoliert" befestigt. T_1 und T_2 werden mit je einem Mikrophon M und N der Fig. 2 verbunden. Würden die Mikrophone gleichzeitig erregt, so würde bei der in Fig. 3 gezeichneten Stellung von S der Schall, bei a und b durch Hörschläuche abgenommen, beim Beobachter in O einen Richtungseindruck „seitlich rechts" hervorrufen (denn $T_1RaO > T_2bO$). Umgekehrt kann in analoger Weise ein Seitenrichtungseindruck, wie er tatsächlich von den Mikrophonen ausgeht, durch den Apparat so kompensiert werden, daß der Schall dem Beobachter von vorn zu kommen scheint.

1) Die Untersuchungen von C. Stumpf einerseits (Berl. Ber. **17**, 333, 1918) und G. W. Stewart andrerseits (Phys. Rev. **17**, 382, 1921; **19**, 401, 1922; **20**, 528, 1922) an akustischen Interferenzfiltern bilden die Grundlage für das im folgenden angegebene Prinzip zur Beseitigung der Reflexionsstörungen.

daher angegebenen Werte liegen zwischen:

$$c_0 = 256{,}83 \text{ m/sec (Masson)}$$

und

$$c_0 = 281{,}91 \text{ m/sec (Zoch)}.$$

c) Wasserstoff. Für Wasserstoff wurde gefunden bei 14^0 C:

$$c_{14} = 1308{,}33 \pm 17{,}00 \text{ m/sec}.$$

Nach Reduktion auf 0^0 C:

$$c_0 = 1276{,}03 \pm 16{,}58 \text{ m/sec}.$$

In Landolt-Börnstein liegen die Werte zwischen:

$$c_0 = 1261 \text{ m/sec (Scheel und Heuse)}$$

und

$$c_0 = 1286{,}36 \text{ m/sec (Zoch)}.$$

Die Übereinstimmung der hier gefundenen Werte mit den nach anderen Methoden gewonnenen ist also recht gut. Die bei unseren Messungen in Wasserstoff relativ starke Schwankung von 1,3 Proz. gegenüber der Messung in Kohlensäure (0,3 Proz.) ist bedingt durch den im Verhältnis zur Schallgeschwindigkeit im Wasserstoff viel kleineren Mikrophonabstand (9,7 cm) als bei Kohlensäure. Mit der Größe des Mikrophonabstandes wächst die meßbare Zeitdifferenz und damit die erzielbare Genauigkeit.

2. Schallgeschwindigkeitsmessungen in festen Körpern.

Bei einem festen Körper, etwa in der Form der Fig. 1, ist eine kontinuierliche Veränderung der Stutzenlänge a—b wie bisher bei Gasen nicht ohne weiteres möglich. Vielmehr muß hier bei gegebener Stutzenlänge die Frequenz n bzw. die Wellenlänge λ so gewählt werden, daß die Interferenzbedingung $\frac{c}{n} = \lambda = 4ab$ erfüllt ist. Praktisch geschieht dies bei unbekanntem c durch Aufsuchen der Frequenz, bei welcher der Richtungseindruck am schärfsten wird.

a) Holz. Ein 5 mal 5 cm starker, 2,5 m langer Buchenholzstab wurde bis zur Hälfte seiner Länge durch einen feinen Schlitz so aufgeschnitten, daß zwei rechteckige Säulen von je 5 mal 2,5 cm Querschnitt entstanden. Von einer dieser Säulen wurden dann 100 cm abgeschnitten (Fig. 4). An das andere Ende des Stabes wurde eine Eisenplatte P geschraubt, vor welche zur Tonerregung die Pole eines Telephones gesetzt wurden. 25 cm von P entfernt war das erste, 50 cm hinter diesem das zweite Schüttelmikrophon eingeschraubt.

Der bei 18^0 C ermittelte Wert der Schallgeschwindigkeit war:

$$c = 3730 \pm 8{,}20 \text{ m/sec};$$

die Frequenz, bei welcher der Richtungseindruck am klarsten war, betrug ca. 930 Hertz, was der Wegdifferenz $a - b = \frac{\lambda}{4} = 1$ m entspricht.

Da beim „Richtungshören" der mittlere Fehler der Einstellung außer von den üblichen Abweichungen der Werte einer jeden Meßreihe bedingt ist durch eine stark subjektive Komponente, die momentane psychische Eignung des Beobachters, ist die Reproduzierbarkeit der Meßresultate eine Funktion der Übung. Bei einer 5 Tage nach obiger Messung vorgenommenen Wiederholung der Versuche wurde gefunden:

$$c = 3722 \pm 15{,}9 \text{ m/sec}.$$

Aus derartigen Übereinstimmungen bei Wiederholungen läßt sich die Genauigkeit der Methode beurteilen. Für Holz ist diese Beurteilung durch Vergleiche mit Tabellenwerten (c zwischen 3000 und 4000 m/sec) nicht möglich, da hier das organische Wachstum eine Rolle spielt und die Frage, ob der Schall quer oder längs — wie im vorliegenden Fall — zur Faserung läuft, und daher die Schallgeschwindigkeiten objektiv verschieden sind.

b) Blei. Ein Bleirohr von 1,25 m Länge, 18 mm äußerem Durchmesser und 4 mm Wandstärke wurde auf eine Strecke von 50 cm in der Längsrichtung durch die Achse aufgeschlitzt, und das eine der beiden so entstandenen Enden um 35 cm gekürzt. An das nicht aufgeschlitzte Ende des Rohres war eine Eisenplatte P angelötet zur Tonerregung durch einen Elektromagneten. 35 cm von P entfernt war das erste und 19,5 cm weiter das zweite Schüttelmikrophon an das Bleirohr angeschraubt.

Die Schallgeschwindigkeit wurde ermittelt zu:

$$c = 1347{,}60 \pm 2{,}68 \text{ m/sec},$$

bei einer Temperatur von 15^0 C; die benutzte Frequenz war ca. 965 Hertz.

Trotz des hohen Schallabsorptionskoeffizienten des Bleis brachte eine Änderung der Frequenz um etwa 5 Proz. bereits eine merkliche Verschlechterung des Richtungseindrucks, da die Interferenz der von a und b reflektierten Schallwellen dann unvollkommen war.

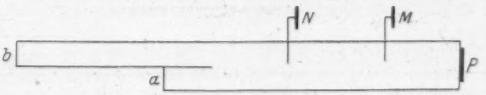

Fig. 4. Form der festen Körper für die Schallgeschwindigkeitsmessungen.

(Landolt-Börnstein gibt Werte an von:

$$c = 1300 \text{ bis } 1364{,}84 \text{ m/sec}.)$$

c) Eisen. Ein Vierkanteisenstab von 1,6 mal 1,6 cm Querschnitt und 2 m Länge wurde, analog wie bisher, von einem Ende aus 125 cm weit in der Mitte durchschnitten, dann eines der beiden dünneren Stücke abgeschnitten, so daß am anderen Ende noch ein 1,6 mal 1,6 cm starkes Stück von 75 cm Länge stehen blieb. In dieses wurden zwei Schüttelmikrophone im Abstand von 39,2 cm voneinander eingeschraubt, deren erstes 15 cm von dem durch einen Elektromagneten erregten Ende des Eisenstabes entfernt war. Die Schallgeschwindigkeit bei 15° C wurde gemessen zu:

$$c = 5156{,}0 \pm 19{,}53 \text{ m/sec};$$

die benutzte Frequenz war, entsprechend der Länge a—b = 125 cm, ca. 1030 Hertz.

Nach Landolt-Börnstein schwanken die Werte für c in einem Intervall von 250 m/sec um den Wert 5000 m/sec und gehen z. T. bis zu 5645 m/sec.

Auch für feste Körper ist also die Übereinstimmung der nach der Richtungshörmethode gefundenen Werte mit den nach anderen Methoden gewonnenen recht gut.

III. Die Änderungen der Schallgeschwindigkeit im festen und flüssigen Zustand.

Die folgenden Untersuchungen betreffen die Frage:

Wie ändert sich die Schallgeschwindigkeit eines Stoffes beim Schmelzen?

Als Materialien wurden gewählt: Eis, Quecksilber, Blei, Kadmium, Zinn, Wismut.

Apparatur.

Für die Untersuchung von Eis und Quecksilber wurde ein Gefäß benutzt von der Form der Fig. 5. In eine Holzbohle von 4 mal 5 mal

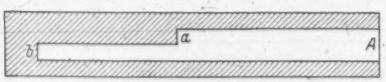

Fig. 5. Form zur Aufnahme der flüssigen Stoffe für die Schallgeschwindigkeitsmessungen.

117 cm war von einem Ende A aus eine 3 cm breite und 3 cm tiefe Rille 65 cm lang eingeschnitten, bis zum Punkt a; von hier aus war sie noch 50 cm in halber Breite aber gleicher Tiefe weitergeführt bis zum Punkt b. Das Innere der Rillen wurde vollständig mit schalldämpfendem Material, Pappe in mehreren dünnen Schichten, ausgepolstert. Um ein Eindringen des Wassers und damit ein Hartwerden der Pappe beim Gefrieren zu verhindern, war diese mit heißem Leinölfirnis getränkt.

Dieses Holzgefäß wurde in eine Zinkwanne von 16 mal 16 mal 120 cm hineingestellt, welche die Kältemischung enthielt (Eis und Salz, — 20° C). Der Abstand der Schüttelmikrophone, die an ihren Haltern in das Eis bzw. Quecksilber einfroren, betrug 39,5 cm und war am Rande der Rille markiert.

Für die Halterung der Mikrophone bei den Messungen in Metallschmelzen erwies sich folgende Anordnung als die günstigste: An einer etwa 20 cm langen flachen Messingstange wurde das Mikrophon etwa in der Mitte eingeschraubt; das obere Ende der Stange wurde von einem Stativ gehalten, das untere Ende tauchte in das flüssige Material ein.

Für die bei höheren Temperaturen schmelzenden Metalle wurde ein Eisentrog von 110 cm Länge gewählt. Von einer Stirnkante aus war ein 65 cm langes Flacheisenstück an einer Seitenwandung verschraubt, um in diesem Teil die Verengung des Rillenquerschnitts auf die Hälfte zu erzielen. Die Frequenz war also so zu wählen, daß $\frac{\lambda}{4} = 65$ cm wurde. Bei den Messungen in Blei wurde diese Stutzenlänge wegen der geringen Schallgeschwindigkeit in Blei auf 35 cm verkürzt. Zur schalldämpfenden Auspolsterung wurde hier Asbestpappe von 3 mm Dicke gewählt. Die Apparatur war frei aufgehängt. Die Materialien wurden durch Bunsenbrenner und z. T. mit Hilfe von durch das Material hindurchgeschicktem Wechselstrom von einigen 100 Ampere bis zum Schmelzen erhitzt.

Versuchsergebnisse.

a) Eis. Die Schallgeschwindigkeit im Eis (hergestellt aus destilliertem Wasser), das eine Temperatur von — 4° C besaß, wurde bestimmt zu:

$$c_{\text{fest}} = 3232{,}0 \pm 7{,}75 \text{ m/sec},$$

bei einer Frequenz von ca. 1550 Hertz.

Nehmen wir nach Dörsing die Schallgeschwindigkeit in destilliertem Wasser bei 0° C an zu:

$$c_{\text{flüss.}} = 1460 \text{ m/sec},$$

so ergibt sich für das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten:

$$\frac{c_{\text{fest}}}{c_{\text{flüss.}}} = 2{,}21.$$

Die Schallgeschwindigkeit steigt also im Wasser beim Erstarren zu Eis auf etwa den doppelten Wert.

Der Elastizitätsmodul des Eises ergibt sich aus diesen Messungen zu:

$$E = 961 \text{ kg/mm}^2.$$

Die bisher vorliegenden genauesten Messungen liegen innerhalb der Grenzen 950 und 1120 kg/mm², doch sind auch Abweichungen bis zu 400 Proz. (!) gemessen worden ($E = 280$ kg/mm²)[1]. Der aus den hier vorliegenden Messungen ermittelte Elastizitätsmodul stimmt mit dem von Koch — wie in unserem Fall parallel zur Gefrierfläche — gemessenen Wert von 950 kg/mm² recht gut überein.

b) Quecksilber. Im festen Quecksilber, das durch aufgegossene flüssige Luft zum Erstarren gebracht war, wurde die Schallgeschwindigkeit bei einer Meßfrequenz von ca. 1340 Hertz bestimmt zu:

$$c_{\text{fest}} = 2673{,}2 \pm 4{,}81 \text{ m/sec.}$$

Für flüssiges Quecksilber wurde gefunden:

$$c_{\text{flüss.}} = 1289{,}7 \pm 4{,}77 \text{ m/sec}$$

bei einer Meßfrequenz von ca. 645 Hertz.

Daraus ergibt sich als Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten:

$$\frac{c_{\text{fest}}}{c_{\text{flüss.}}} = 2{,}07.$$

Auch hier ist die Schallgeschwindigkeit im festen Material etwa doppelt so groß wie im flüssigen. Der Elastizitätsmodul des festen Quecksilbers läßt sich aus diesen Messungen errechnen zu:

$$E = 9800 \text{ kg/mm}^2.$$

c) Blei. Für festes Blei wurde bei einer Meßfrequenz von ca. 970 Hertz und $T = 16^0$ C die Schallgeschwindigkeit gefunden zu:

$$c_{\text{fest}} = 1350{,}4 \pm 4{,}59 \text{ m/sec}^2);$$

für flüssiges Blei ergab sich bei einer Temperatur dicht oberhalb des Schmelzpunktes:

$$c_{\text{flüss.}} = 699{,}6 \pm 1{,}46 \text{ m/sec.}$$

(Meßfrequenz ca. 500 Hertz.)

Der Quotient beider Schallgeschwindigkeiten ist also

$$\frac{c_{\text{fest}}}{c_{\text{flüss.}}} = 1{,}93.$$

d) Kadmium. Für festes Kadmium, bezogen in Stangen von E. Merck, Darmstadt, ergab sich die Schallgeschwindigkeit:

$$c_{\text{fest}} = 2665{,}0 \pm 21{,}82 \text{ m/sec}$$

bei $T = 16^0$ C und einer Meßfrequenz von ca. 1025 Hertz; für flüssiges Kadmium:

$$c_{\text{flüss.}} = 1313{,}3 \pm 5{,}24 \text{ m/sec}$$

bei der Temperatur dicht oberhalb des Schmelzpunktes und einer Frequenz von ca. 500 Hertz.

Daraus ergibt sich:

$$\frac{c_{\text{fest}}}{c_{\text{flüss.}}} = 2{,}03.$$

Die im Landolt-Börnstein angegebenen Werte für c_{fest} liegen zwischen 2300 und 2800 m/sec.

e) Zinn. Für festes Zinn wurde bei $T = 15^0$ C und 1020 Hertz gefunden:

$$c_{\text{fest}} = 2643{,}0 \pm 21{,}62 \text{ m/sec,}$$

für flüssiges Zinn bei der Temperatur dicht oberhalb des Schmelzpunktes und ca. 500 Hertz:

$$c_{\text{flüss.}} = 1294{,}7 \pm 5{,}16 \text{ m/sec.}$$

Daraus folgt der Quotient:

$$\frac{c_{\text{fest}}}{c_{\text{flüss.}}} = 2{,}04.$$

Bei Landolt-Börnstein liegen die Werte für c_{fest} zwischen 2400 und 3600 m/sec.

f) Wismut. Untersucht wurde reines Wismut, das in Stangenform von C. Schering, Berlin, bezogen war. Als Schallgeschwindigkeiten wurden ermittelt:

$$c_{\text{fest}} = 1809{,}6 \pm 4{,}86 \text{ m/sec}$$

($T = 18^0$ C, Frequenz ca. 700 Hertz) und:

$$c_{\text{flüss.}} = 2179{,}5 \pm 5{,}45 \text{ m/sec}$$

(Temperatur dicht oberhalb des Schmelzpunktes, Frequenz ca. 840 Hertz).

Der Quotient ist:

$$\frac{c_{\text{fest}}}{c_{\text{flüss.}}} = 0{,}83.$$

Vergleichswerte sind für Wismut bisher nicht vorhanden.

Bei Wismut zeigt sich also eine Ausnahme gegenüber den anderen untersuchten Metallen; hier ist die Schallgeschwindigkeit im flüssigen Zustande größer als im festen.

In der folgenden Tabelle I sind die aus unseren Messungen sich ergebenden mittleren Werte für die Kompressibilität k bzw. den Elastizitätsmodul E in der Nähe des Schmelzpunktes zusammengestellt, soweit sie bis jetzt nicht anderweitig in der Literatur oder in Tabellenwerken angegeben sind.

Tabelle I.

Element	E bzw. k
Eis	$E = 950 - 1000$ kg/mm²
Hg_{fest}	$E = 9500 - 10000$ kg/mm²
$Bi_{\text{flüss.}}$	$k = 2{,}1 \cdot 10^{-6}$
$Cd_{\text{flüss.}}$	$k = 7{,}0 \cdot 10^{-6}$
$Pb_{\text{flüss.}}$	$k = 20{,}0 \cdot 10^{-6}$
$Sn_{\text{flüss.}}$	$k = 8{,}0 \cdot 10^{-6}$

in Atm.$^{-1}$

1) H. Hess, Ann. d. Phys. **8**, S. 405, 1902; Keusch, s. bei H. Hess.
2) S. o. S. 127.

IV. Elektrische und thermische Analogien.

Die gefundenen Ergebnisse gestatten, zunächst rein formal Parallelen zu ziehen zu anderen physikalischen Eigenschaften, die am Schmelzpunkt der Stoffe in Erscheinung treten. In erster Linie spielen für diese Vergleiche die elektrische und die thermische Leitfähigkeit eine Rolle.

Wie bekannt, kommen viele Metalle auch in dem Verhältnis ihrer elektrischen Leitfähigkeiten am Schmelzpunkt dem konstanten Wert 2 recht nahe; die Leitfähigkeit der festen Phase ist etwa doppelt so groß wie die der Schmelze. Eine Ausnahme bildet auch hier — außer den Alkalimetallen — das Wismut, dessen Leitfähigkeit im festen, kristallinen Zustand etwa halb so groß ist wie im geschmolzenen. Wenngleich bei diesem Metall das Verhältnis der Schalleitfähigkeiten von dem der elektrischen Leitfähigkeiten stark abweicht, so ist doch ein gewisser Zusammenhang beider unverkennbar.

Tabelle II gibt eine Zusammenstellung der Werte für das Verhältnis der elektrischen Leitfähigkeiten einiger Metalle und der in vorliegender Arbeit gefundenen Schallgeschwindigkeiten.

Tabelle II.

Metall	Verhältnis $\frac{\sigma_{fest.}}{\sigma_{flussig}}$ der elektrischen Leitfähigkeiten	Verhältnis $\frac{c_{fest}}{c_{flussig}}$ der Schallgeschwindigkeiten
Ag	1,90	
Au	2,28	
Cd	2,00	2,03
Cu	2,07	
Hg	2,20	2,07
Li	1,68	
Pb	2,07	1,93
Sn	2,10—2,21	2,04
Tl	2,00	
Zn	2,09	
Bi	0,43	0,83

Auf Grund des Wiedemann-Franz-Lorenzschen Gesetzes kann auch für die thermische Leitfähigkeit ein entsprechendes Verhalten beim Schmelzpunkt erwartet werden. Tatsächlich haben Gehlhoff und Neumeier[1]) in einer Experimentaluntersuchung festgestellt, daß beim Quecksilber die thermische Leitfähigkeit am Schmelzpunkt einen ebenso großen Sprung erleidet wie die elektrische Leitfähigkeit.

Auf eine theoretische Begründung dieser Zusammenhänge soll in einer späteren Arbeit eingegangen werden.

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 201, 1919.

V. Zusammenfassung.

Es wurde das Richtungshören zur Messung von Schallgeschwindigkeiten benutzt. Durch eine besondere Formgebung der Untersuchungsobjekte ließen sich die sonst unvermeidlichen Störungen durch reflektierte Schallwellen vermeiden. Dadurch wurde erstmalig eine Methode gefunden, welche gestattet, auch in Schmelzgut von hoher Temperatur Schallgeschwindigkeiten und damit Kompressibilitäten zu messen.

Untersucht wurde die Änderung der Schallgeschwindigkeit am Schmelzpunkt bei folgenden Stoffen:

Eis-Wasser, Quecksilber, Blei, Kadmium, Zinn, Wismut.

Die Meßresultate zeigen, daß — außer beim Wismut — die Schallgeschwindigkeiten der festen Phase fast genau doppelt so groß sind wie die der flüssigen.

Auf ein analoges Verhalten der elektrischen und thermischen Leitfähigkeiten beim Schmelzpunkt wurde hingewiesen.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität der Universität.

(Eingegangen 14. Oktober 1930.)

Über die Meßmethoden der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre.

Von J. Scholz.

(Ausgeführt aus Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.)

Bekanntlich hat Gerdien[1]) im Jahre 1905 einen Aspirationszylinderkondensator zur Ermittelung der atmosphärischen Leitfähigkeit konstruiert. Die ursprüngliche Methode, die in der Feststellung der Ladungsabnahme einer mit einem Elektroskop verbundenen Innenelektrode besteht, wobei die Außenelektrode geerdet ist und die zu untersuchende Luft mittels eines Ventilators durch den Kondensator gesaugt wird, mußte wegen der Unempfindlichkeit der benutzten Instrumente zu rohen, die Erkennung von schnellen Schwankungen ausschließenden Meßergebnissen führen. Es wurden daher schon verschiedentlich Verbesserungen, so von Swann und Hewlett an der ursprünglichen Apparatur angebracht. Auch haben Swann[2]) und Hewlett[3]) bereits

1) H. Gerdien, Physik. Zeitschr. **6**, 800, 1905.
2) W. F. G. Swann, Terr. Magn. **19**, 85, 1914.
3) C. W. Hewlett, Terr. Magn. **19**, 219, 1914.

Fehler, die bei den Messungen mit dem Gerdienschen Apparat auftraten, eingehend untersuchte. So stellten sie fest, daß es ungenau ist, in der Beziehung:

$$\lambda = \frac{1}{4\pi t} \cdot \frac{C+Z}{Z} \cdot \ln \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_t} \qquad (1)$$

(t = Zeit, C = Kapazität der Zuführungsteile, $\mathfrak{V}_0$ = Anfangs-, $\mathfrak{V}_t$ = Endspannung), die Größe Z = die Kapazität des Meßkondensators — aus der gebräuchlichen Kapazitätsformel berechnet — einzuführen. Des weiteren machen sie auf den Fehler aufmerksam, der durch das natürliche Erdfeld hervorgerufen wird.

Nun stellt die atmosphärische Leitfähigkeit ein sehr variables Element dar, so daß experimentelle Untersuchungen über die Richtigkeit der Angaben von Leitfähigkeitsapparaturen am besten in der Weise ausgeführt werden, daß man mit zwei möglichst gleichen Apparaturen arbeitet, von denen die eine als Vergleichsgerät fungiert.

Um volle Klarheit über die verschiedenen Fehlerquellen zu erhalten und um ferner die Auflade- mit der Entlademethode vergleichen zu können, wurden am Meteorologischen Observatorium Potsdam zwei möglichst empfindliche und gleiche Apparaturen, die zur Bestimmung der Leitfähigkeit, bzw. der Zahl der leichten Träger dienen sollen, konstruiert. Im folgenden seien beide Apparaturen, ihre Aufstellung und die Ergebnisse, die bei den vorgenommenen Vergleichsmessungen erhalten wurden, mitgeteilt.

Die Apparaturen.

Der eine der beiden Kondensatoren, der bereits vor längerer Zeit von Herrn Prof. Kähler und Dr. Voigt konstruiert und vom Verfasser umgebaut worden war, sei in folgendem mit A, der zweite mit B bezeichnet. Was nun die Aufstellung der Apparate anbelangt, so ragten die Luftzuführungsrohre durch das Dach des luftelektrischen Hauses, dessen Lage durch nebenstehendes Bild veranschaulicht sei, so weit heraus, daß ihre oberen Ränder in gleicher Höhe mit einem über das ganze Haus gespannten Drahtnetz liegen. Da das letztere geerdet ist, so folgt, daß der sonst bei der Aufstellung eines solchen Apparates sich bemerkbar machende Erdladungseffekt (Swann) hier nicht in einem hohen Maße auftreten wird. Die eigentlichen Kondensatoren befinden sich, an die Zuführungsrohre — durch Hartgummiringe isoliert — angesetzt, in der Dunkelkammer, um auch eine eventuelle Registrierung bequem zu ermöglichen. Die Meßkondensatoren (vgl. Fig. 1) bestehen aus den isolierten Außenelektroden HH und den Innenelektroden JJ_1. Als Zuführungen zu den Elektrometern dienen die beiden Ansatzstücke J_1J_2 und J_2P. Bei dem Kondensator A befindet sich um das Zuführungsstück J_1J_2 ein geerdetes, unten verschließbares Messingrohr, dann folgt bei G eine durchbohrte Glimmerscheibe, die Trockenvorrichtung T und der in dem Ansatzrohr befindliche Hauptisolator (Hartgummi) H_J. Die Zuführung zum Lutzelektrometer ist elektrostatisch geschützt (ES), wobei sich bei S eine Auflade- bzw. Erdungssonde befindet, die in

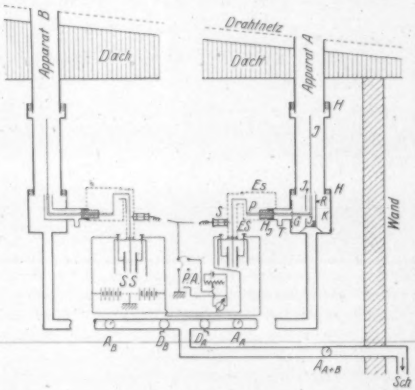

Fig. 1.

ähnlicher Weise konstruiert ist, wie sie Edelmann und Sohn in München für die Wilsonapparatur liefern. Der Kondensator B ist ebenfalls mit einem die Zuführung zur Innenelektrode umgebenden Erdungsrohr versehen; nur wurde hier auf die Glimmerscheibe verzichtet und dafür ein einsetzbares Knierohr gewählt. Es folgt auch hier wieder Trockenvorrichtung und elektrostatischer Schutz, genau wie bei A. Die gesamten oberen Zuführungsteile, sowie Außen- und Innenelektrode sind geschwärzt, um einen möglicherweise in Erscheinung tretenden Hallwächseffekt zu vermeiden. Außerdem sind Innenelektrode und Ansatzstücke an den Stellen J_1 und J_2 abschraubbar eingerichtet, um die verschiedenen Kapazitäten und den Isolationseffekt bequem bestimmen zu können.

Zwischen den Kondensatoren befindet sich ein Meßständer, auf dem die Elektrometer stehen; gleichzeitig trägt er eine Potentiometeranordnung, die es gestattet, zu jeder Zeit die Elektrometerempfindlichkeit nachzuprüfen. In dem Ständer befinden sich Akkumulatoren-Anodenbatterien, die als Spannungsquelle dienen. Von den Kondensatoren laufen je eine Rohrleitung aufeinander zu, die sich etwa in der Mitte zwischen beiden treffen und nun in einer Leitung zu einem außer-

Apparatkonstanten.

	Kondensator A	Kondensator B
Länge der Außenelektrode	l = 40 cm	40 cm
„ „ Innenelektrode	l = 40 cm	40 cm
Radius der Außenelektrode	l = 8,0 cm	8,0 cm
„ „ Innenelektrode	l = 0,15 cm	0,15 cm
Anemometerradius	l = 3,5 cm	3,5 cm
Länge der Zuführung $J_1 J_2$	l = 16,5 cm	16,5 cm
Radius „ „ $J_1 J_2$	l = 0,25 cm	0,25 cm
Länge „ „ $J_2 P$	l = 32,0 cm	30,0 cm
Radius „ „ $J_2 P$	l = 0,35 cm; Kantenlänge:	0,4 cm
Länge „ „ $P E$	l = 20,0 cm	20,0 cm
„ des geerdeten Rohres	l = 19,5 cm; mit Kniestück:	22,4 cm
Radius „ „ „	l = 1,6 cm	1,6 cm

halb der Dunkelkammer befindlichen Gebläse führen, das mit seiner Saugöffnung an das Rohrsystem angeschlossen ist. In dem letzteren befinden sich zwei Drosselklappen D_A und D_B, ferner drei Anemometer A_A, A_B und A_{A+B}, die zur Überprüfung der Sauggeschwindigkeit dienen.

Es wurden dann mittels einer Kombination von Gerdien- und Wulfkondensator (in der P.T.R. geeichte Instrumente) die Kapazitäten der Apparate ermittelt. Dies geschah in der Weise, daß mit dem Gerdienkondensator die Grobeinstellung und mit dem Wulfkondensator die Feineinstellung ausgeführt wurde. Es ergaben sich, wobei jede einzelne Zahl den Mittelwert aus zehn Messungen repräsentiert, folgende Werte:

Kapazität des Gesamtsystems:

A: $C = 29{,}3 \pm 0{,}3$ cm $\quad B$: $C = 32{,}5 \pm 0{,}5$ cm

Kapazität des Gesamtsystems ohne $J J_1$:

A: $\gamma = 23{,}0 \pm 0{,}4$ cm $\quad B$: $\gamma = 25{,}6 \pm 0{,}3$ cm.

Demnach beträgt die wirksame Kapazität beider Kondensatoren:

A: $Z = 6{,}8(7)$ cm $\qquad B$: $Z = 6{,}2(5)$ cm.

Das Kontaktpotential beider Apparate wurde mit Hilfe eines Radiothorpräparates bestimmt. Dasselbe wurde in die Kondensatoren gebracht und dann nach Aufheben der Erdung der Innenelektrode (bei geerdeter Außenelektrode) eine Zeitlang gewartet, bis der Elektrometerfaden seine definitive Ruhelage erreicht hatte, die gerade dem Werte des Kontaktpotentials entspricht. So ergab sich für den Kondensator A ein Kontaktpotential im Betrage von $(V_k)_A = -0{,}193$ Volt, für B ein solches $(V_k)_B = -0{,}255$ Volt. Daß bei diesen Apparaten die Kontaktpotentiale so hohe Werte besitzen, kann nicht Wunder nehmen, da zwar Innen- und Außenelektrode aus Messing gearbeitet sind, höchstwahrscheinlich jedoch aus Messing von verschiedenem Guß.

Lage des Meßortes.

Auf dem Gelände des Observatoriums befindet sich (vgl. Fig. 2 und Photographie) das luftelektrische Beobachtungshaus in einer Bodensenkung westlich der Beobachtungswiese. Im NNE befindet sich das Hauptgebäude (c, d) und

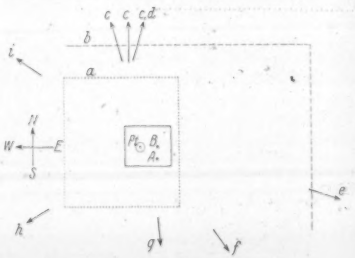

Fig. 2.

genau im N die Stadt Potsdam (c, c) selbst in 1,5 km Entfernung. In östlicher, zum Teil ostsüdöstlicher Richtung liegen die anderen Observatorien (e, f). Im Süden liegt das ehemalige erdmagnetische Variationshaus (g) und eine Autogarage. Anschließend daran liegt im SW (h) das absolute Haus und im NW ein neugebautes Haus für Höhenstrahlungsmessungen (i). (a = Umgrenzung des Drahtnetzes.)

In dem luftelektrischen Hause selbst befindet sich eine Registriervorrichtung für das Potentialgefälle (Pt), wobei eine hierzu benützte Radiothorsonde 60 cm über das Dach des Hauses hinausragt. Sie ist von der Einsaugöffnung des Kondensators B etwa 2,45 m im Westen, dagegen von A etwa 3,15 m im NW entfernt.

Es ist evident, daß der ganze umliegende Gebäudekomplex eine stete Fehlerquelle ist, wenn in diesen Gebäuden geheizt wird und der Wind die Verbrennungsgase in Richtung auf das luftelektrische Haus führt. Am unangenehmsten wirkte sich stets die Autogarage aus, denn beim

Abfahren eines Autos sank die Trägerzahl der leichten Träger manchmal auf den vierten, sogar zehnten Teil des ursprünglichen Wertes. Alle Messungen, die durch derlei Einflüsse gefälscht sind, sind nicht mit zur rechnerischen Bearbeitung gelangt.

Die Versuchsergebnisse.

1. Die Durchsauggeschwindigkeiten.

Durch Mittelbildung aus zehn Einzelmessungen wurde an den Anemometern festgestellt, daß bei völlig offenem Rohrsystem die Gleichung:

$$g_A + g_B = g_{A+B},$$

wo g die wahren aus den Anemometerreichkurven entnommenen Luftgeschwindigkeiten sind, mit genügender Genauigkeit erfüllt ist. Es ergab sich:

$$(g_s)_A = 200 \text{ Skt}^1) \text{ in } 72{,}4'' \pm 1{,}6'';$$
$$(g_s)_B = 200 \text{ Skt in } 74{,}0'' \pm 1{,}8'';$$
$$(g_s)_{A+B} = 200 \text{ Skt in } 34{,}1'' \pm 0{,}6''$$

(g_s = scheinbare Geschwindigkeit: Skt/sec).

Demnach:

$$g_A = 2{,}84 \text{ m/sec}; \quad g_B = 2{,}81 \text{ m/sec};$$
$$g_{A+B} = 5{,}89 \text{ m/sec}.$$

Es folgt daraus $g_A + g_B = 5{,}63$ m/sec; die Abweichung dieses Wertes von g_{A+B} erklärt sich durch die stets vorhandene Diskrepanz der Anemometerangaben.

1) Skt = Skalenteile.

Für die Ermittelung der passenden Durchsauggeschwindigkeit und anzulegenden Spannung $\mathfrak{V}$ gilt die Formel[1]):

$$g/\mathfrak{V} \gtrless \frac{4\pi k C}{F}, \qquad (2)$$

wenn man entweder die Leitfähigkeit (hier gilt das $<$-Zeichen) oder die Trägerzahl bis zu einer bestimmten Grenze der Beweglichkeit k $\left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}\right)$ ermitteln will. In (2) bedeutet C die berechnete Kapazität und $F = \pi (r_a^2 - r_i^2)$ den von der Luft durchströmten Kondensatorquerschnitt. Statt (2) läßt sich schreiben:

$$k \lessgtr \frac{(r_a^2 - r_i^2) \cdot \ln \frac{r_a}{r_i}}{2 \cdot l} \cdot g/\mathfrak{V}.$$

Mit den hier angegebenen Werten erhält man für beide Kondensatoren:

$$k \gtrless 3{,}18 \cdot g/\mathfrak{V}.$$

Legt man z. B. an die Außenelektrode eine Spannung von 31,9 Volt und arbeitet mit den oben angegebenen Durchsauggeschwindigkeiten, wobei noch zu beachten ist, daß $G : g = f : F$ ist, wo G die Durchsauggeschwindigkeit im Kondensator und f der Querschnitt der Anemometer bedeutet, so erhält man also mit $G = 54{,}4$ cm/sec:

$$k \gtrless 5{,}48 \left| \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \right.,$$

1) Vgl. z. B.: H. Benndorf, Handb. d. Experimentalphysik XXV, 1, 1928, 329.

d. h., beide Apparate arbeiten, weil, wie die früheren Beobachtungen lehren, Träger mit einer größeren Beweglichkeit als 1,6 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ nicht vorkommen, mit dieser Spannung und Durchsauggeschwindigkeit als Leitfähigkeitsapparate.

2. Parallelmessungen unter den gleichen Bedingungen[1]).

Die Außenelektroden beider Apparate wurden auf einer Spannung von 31,9 Volt gegenüber den Innenelektroden gehalten, also die Aufladem ethode angewandt und die Durchsauggeschwindigkeit derart eingestellt, daß für beide Apparate $k = 5{,}48 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ war. Es zeigte sich nun, daß bei E-Wind beide Apparate die gleichen Werte lieferten. Die Messungen selbst gingen in der Weise vor sich, daß die Stoppuhr bei Aufheben der Erdung von A eingeschaltet, dann nach 30 sec. die Erdung der Innenelektrode von B aufgehoben wurde, und nach 55 sec. bzw. 115, bzw. 175 sec. bei A die Ablesung und gleich darauf die Erdung erfolgte, welch letztere bei 60 bzw. 120 bzw. 180 sec. wieder aufgehoben wurde. Nach Verlauf von 85 bzw. 145 bzw. 205 sec. wurde der Wert am Kondensator B abgelesen und nach erfolgter Erdung die letztere wieder nach 90 bzw. 150 bzw. 210 sec. aufgehoben usw. Damit erzielt man eine Meßreihe, die im Mittel jedenfalls einen genauen Überblick gestattet. Wenn es besonders auf die Feststellung des gleichen Ganges ankam, wurden die Ablesetermine an den Elektrometern so gewählt, daß nur 10 sec. zwischen ihnen lagen. Die Meßreihen, die in dieser Weise vorgenommen wurden, sind in den Tabellen kenntlich gemacht. In Tab. I sind diese Versuche bei E-Wind dargestellt.

Tabelle Ia.

Apparat A			Apparat B		
$\mathfrak{V}_0$	$\mathfrak{V}_t$	Bemerkung	$\mathfrak{V}_0$	$\mathfrak{V}_t$	Bemerkung
0,0	0,509	$\Delta\mathfrak{V} = \mathfrak{V}_t - \mathfrak{V}_0$ ist im Mittel: 0,671 Volt	0,0	1,405	$\Delta\mathfrak{V}$ im Mittel: 0,697 Volt
0,0	1,120		0,0	0,531	
0,0	1,020	$\mathfrak{V}_A = +54{,}1$ Volt (Spannung a. d. Außenel.)	0,0	1,140	$\mathfrak{V}_B = +54{,}1$ Volt (Spannung a. d. Außenel.)
0,0	0,710		0,0	0,617	
0,0	0,736	Isolation (ohne Innenelektrode): Aufgeladen auf 1,0 Volt; in 3′ Abfall auf 0,97 Volt	0,0	1,405	Isolation: auf 1,0 Volt aufgeladen, in 3′ Abfall auf 0,977 Volt
0,0	0,636				
0,0	1,110		0,0	1,157	
			0,0	0,703	
0,0	0,327		0,0	0,461	Beobachtungsdauer: 55″
0,0	0,891		0,0	0,359	
0,0	0,609	Beobachtungsdauer $\Delta t = 55$ sec.	0,0	0,515	
0,0	0,527		0,0	0,422	
0,0	0,791		0,0	0,829	
0,0	0,527		0,0	0,367	Es herrschte E-Wind, Potentialsonde war entfernt.
0,0	0,282	Beobachtungszeit: 14^{10}—14^{20}	0,0	0,297	
0,0	0,264	am: 29. VI. 30	0,0	0,258	

Tabelle Ib.

Apparat A			Apparat B		
$\mathfrak{V}_0$	$\mathfrak{V}_t$	Bemerkung	$\mathfrak{V}_0$	$\mathfrak{V}_t$	Bemerkung
0,0	0,236	$\Delta\mathfrak{V} = 0{,}469$ Volt im Mittel	0,0	0,703	$\Delta\mathfrak{V} = 0{,}486$ Volt im Mittel
0,0	0,619		0,0	0,390	
0,0	0,428	$\mathfrak{V}_A = +31{,}1$ Volt Außenspannung	0,0	0,281	$\mathfrak{V}_B = +31$ Volt Außenspannung
0,0	0,419		0,0	0,616	
0,0	0,500	Isolationsprobe: von 1,0 auf 0,98 Volt in 3′	0,0	0,539	Isolationsprobe: von 1,0 auf 0,975 Volt in 3′
0,0	0,573		0,0	0,328	
0,0	0,455	Beobachtungsdauer $\Delta t = 55$ sec.	0,0	0,547	Beobachtungsdauer: 55″
0,0	0,455		0,0	0,585	
0,0	0,550	Datum: 29. VI. 30	0,0	0,320	
0,0	0,455	Beobachtungszeit: 14^{40}—14^{50}	0,0	0,546	

1) In den Tabellen sind im allgemeinen nur die $\Delta\mathfrak{V}$-Werte, d. h. die Spannungen angegeben, bis zu denen sich in bestimmter Zeit die Innenelektroden aufgeladen (Ausladem ethode) oder entladen (Ladungsabnahmemethode) haben, da die weitere Berechnung der Leitfähigkeit (cf. (1)) nur von diesen Größen abhängt.

Tabelle II[1]).

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen	
8. VII. 30	12^{20}—12^{40}	0,621	0,809	0,769	W-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}9$	Am 27. VI. 30 wurde die Potentialsonde entfernt
9. VII. 30	11^{40}—11^{50}	0,946	1,150	0,823	W-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}9$	
9. VII. 30	14^{16}—14^{26}	0,499	0,524	0,953	WSW-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}9$	
9. VII. 30	14^{38}—14^{48}	0,605	0,631	0,957	SW-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}9$	
10. VII. 30	15^{10}—15^{20}	0,721	0,822	0,877	W-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}9$	
12. VII. 30	11^{42}—12^{02}	0,455	0,325	1,400	NW-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}9$	
13. VII. 30	10^{26}—10^{36}	0,584	0,477	1,226	NW-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}9$	
13. VII. 30	16^{21}—16^{41}	0,463	0,510	0,908	W-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}9$	Am 13. VII. 18^h wurde die ganze Registriervorrichtung für das Potentialgefälle entfernt
16. VII. 30	11^{33}—11^{43}	0,407	0,398	1,022	W-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}9$	
16. VII. 30	15^{20}—15^{40}	0,430	0,433	0,995	W-Wind; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}9$	

Nun wurden dieselben Versuche wie oben auch bei anderen Windrichtungen vorgenommen, und dabei zeigte es sich, daß Abweichungen von recht beträchtlicher Größe auftraten. So gab (vgl. Tab. II) bei W-Wind der Apparat B stets im Mittel um 20—30 Proz., bisweilen bei Einzelwerten sogar 100 Proz. höhere Werte als der Apparat A. Bei NW-Wind war es gerade umgekehrt; A gab größere Werte als B. Dies rührte, wie das gesamte Meßmaterial zeigte, daher, daß, trotzdem bei allen vorgenommenen Messungen die Radiothorsonde, die offensichtlich nicht aus reinem Radiothor bestand, entfernt wurde, die radioaktiven Folgeprodukte sich an dem geerdeten Drahtnetz — besonders stark in der nächsten Umgebung der Sonde — festgesetzt hatten und als kräftige Ionisatoren wirkten, je nach der Windrichtung dem einen oder anderen Kondensator (vgl. Fig. 2, Lageplan) die von ihnen gebildeten Träger zuführend. Von der Stärke der radioaktiven Verunreinigung des Drahtnetzes, das in seiner Gesamtheit ja auch mehr oder weniger stark in Mitleidenschaft gezogen sein dürfte, gibt Tab. III ein anschauliches Bild. Hier war über die Einsaugöffnung des einen Kondensators ein Drahtnetz gelegt, das seit längerer Zeit auf dem großen Drahtnetz und in nicht zu großer Entfernung von der Sonde gelegen hatte. Es wurde dann die positive und negative Leitfähigkeit bestimmt. Nach den Erfahrungstatsachen und theoretischen Überlegungen ist zu schließen, daß die Zahl der abgefangenen Träger bei dem mit Drahtnetz versehenen Kondensator kleiner ist, als bei dem unter gewöhnlichen Bedingungen arbeitenden (dasselbe gilt naturgemäß auch für die Leitfähigkeit). Das Gegenteil war der Fall. Wie später ausgeführte Versuche zeigen, verschwindet dieser Fehler, wenn man ein neues, nicht infiziertes Drahtnetz über die Einsaugöffnung legt. Damit ist die Schädlichkeit der Radiothorsonde erwiesen, sofern es sich um ihre Gegenwart bei der Bestimmung der Leitfähigkeit und naturgemäß auch der Zahl der leichten Träger handelt. Man wird also darauf zu achten haben, daß bei gleichzeitigen Messungen der Leitfähigkeit und des Potentialgefälles der oben mitgeteilte Fehler vermieden wird, am besten wohl durch die Wahl einer anderen Potentialsonde.

3. Parallelmessungen bei variierten Bedingungen.

Es sei an dieser Stelle eine Meßreihe mitgeteilt, die in der Weise unternommen wurde, daß zwar k (die Beweglichkeitsgrenze) den gleichen Wert bei beiden Apparaten behält, dagegen aber der Apparat A mit anderem G und V arbeitete als der Apparat B. Es wurde gewählt[2]):

$$g_A = 370 \text{ cm/sec}, \quad \mathfrak{V}_A = -31{,}9 \text{ Volt};$$
$$g_B = 195 \text{ cm/sec}, \quad \mathfrak{V}_B = -16{,}8 \text{ Volt}.$$

Tabelle III.

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen	
29. VI. 30	18^{10}—18^{50}	0,617	0,559	1,104	Drahtnetz auf A; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}1$; E-Wind	Die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus 10 Messungen
29. VI. 30	19^{00}—19^{10}	0,710	0,626	1,134	Drahtnetz auf A; $\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}1$; E-Wind	

[1]) $\Delta\mathfrak{V}_A$ = Betrag des Spannungsanstieges, bis zu dem sich das System A aufgeladen hat in Volt. $\Delta\mathfrak{V}_B$ dasselbe für B. Beobachtungsdauer aus der zweiten Spalte ersichtlich, da für jeden einzelnen der angegebenen $\Delta\mathfrak{V}$-Werte 10 Messungen ausgeführt wurden. Auch in den nachfolgenden Tabellen, außer IV, stellen, wenn nichts anderes gesagt ist, die angegebenen Werte Mittelwerte aus 10 Einzelmessungen dar.

[2]) $\mathfrak{V}_A$ = Spannung an der Außenelektrode von A; $\mathfrak{V}_B$ Spannung an der Außenelektrode von B.

Tabelle IV.

Apparat A			Apparat B		
$\mathfrak{V}_0$	$\mathfrak{V}_t$	Bemerkungen	$\mathfrak{V}_0$	$\mathfrak{V}_t$	Bemerkungen
		Elektrometereichung:			Elektrometereichung:
0,0	7,3	Volt: 0,2 0,4 0,6	0,0	4,2	Volt: 0,2 0,4 0,6
0,0	9,4	Sktle: 2,9 5,9 8,9	0,0	5,1	Sktle: 3,5 6,8 10,0
0,0	9,9	$\mathfrak{V}_A = -31{,}9$ Volt $g_A = 370$ cm/sec	0,0	4,6	$\mathfrak{V}_B = -10{,}8$ Volt; $g_B = 195$ cm/sec
0,0	8,9	Isolation sehr gut; Beobachtungszeit 55″	0,0	5,7	Isolation sehr gut; Beobachtungsdauer 55″
0,0	8,2	$\Delta\mathfrak{V} = 10{,}34$ Sktle $= 0{,}699$ Volt			
0,0	8,3		0,0	4,7	$\Delta\mathfrak{V} = 5{,}95$ Sktle $= 0{,}358$ Volt
0,0	13,5	$\ln \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_t} = \mathbf{0{,}0221}$	0,0	7,6	
0,0	7,7		0,0	5,4	$\ln \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_t} = \mathbf{0{,}0213}$
0,0	15,2	Datum: 13. VII. 30	0,0	6,4	
0,0	15,0	Zeit: 15^{20}—15^{31}	0,0	7,0	NNW-Wind. *cu fr. cu ast* 8¹
			0,0	8,8	

Das Ergebnis ist, wie Tab. IV zeigt, ein durchaus zufriedenstellendes. Die mit den beiden Kondensatoren erhaltenen Werte stimmen sehr gut miteinander überein. Dies ist ein Beweis dafür, daß das Gesetz:

$$g_A/\mathfrak{V}_A = g_B/\mathfrak{V}_B$$

für Aspirationszylinderkondensatoren sehr gut erfüllt ist. Es ist dies ein experimenteller Beweis für die bereits vorliegenden theoretischen Überlegungen und Schlußfolgerungen (Swann, Hewlett u. a.).

Der Apparat *A*, der wesentlich früher als *B* konstruiert und vor allem für eine Dauerregistrierung gedacht war, erhielt, um bei Niederschlägen

Fig. 3.

keine Unterbrechung zu bekommen, einen Regenschutz, der im wesentlichen (vgl. Fig. 3) darin bestand, daß die Luft ein zweifach geknicktes Rohr passieren mußte, bevor sie den Meßkondensator betrat. Die luftelektrische Wirkung des Regenschutzes geht aus Tab. V hervor. Dabei wurde so gearbeitet, daß die Kondensatoren den Regenschutz abwechselnd erhielten und außerdem das Vorzeichen der Spannung variiert wurde. Es stellte sich heraus, daß die Angaben des mit dem Regenschutz arbeitenden Kondensators um 40 bis 60 Proz. kleiner waren als die des freien Kondensators, und zwar gilt dies für beide Vorzeichen. Da nun die neue Einsaugöffnung bei Verwendung des Regenschutzes ca. 15 cm über das Drahtnetz herausragte, lag die Vermutung nahe, daß es sich bei diesen Versuchsergebnissen um die Auswirkung eines Felde influsses handeln dürfte. Um diese Verhältnisse zu klären, wurde auf die natürliche Einsaugöffnung des einen Kondensators ein geerdetes Rohr aufgesetzt, dadurch also die Einsaugöffnung in größere Höhe über das Drahtnetz verlegt. Die in Tab. Va angeführten Messungen bestätigten diese Vermutung, sie zeigen aber auch weiterhin, wie außerordentlich groß der Feldeinfluß ist. Wie weit auch die Ionenadsorption infolge von Turbulenz in der komplizierten Luftbahn eine Rolle spielt, läßt sich vorderhand noch nicht sagen; daß ein gewisser Prozentsatz der

Tabelle V.

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen
29. VI. 30	13^{20}—13^{30}	0,683	0,378	1,81	$\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}1$; **B** mit Regenschutz E-Wind. Bew. 0
29. VI. 30	13^{35}—14^{05}	0,372	0,756	0,490	$\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}1$; **A** mit Regenschutz E-Wind. Bew. 0
29. VI. 30	14^{15}—14^{23}	0,417	0,559	0,747	$\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}1$; **A** mit Regenschutz E-Wind. Bew. 0
29. VI. 30	14^{26}—14^{46}	0,465	0,234	1,99	$\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}1$; **B** mit Regenschutz E-Wind. Bew. 0

Tabelle Va.

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen
22. VII. 30	9^{15}—10^{05}	0,430	0,254	1,69	$\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}9$; B mit aufgesetztem Rohr
22. VII. 30	10^{15}—10^{25}	0,476	0,214	2,22	$\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = -31{,}9$; B mit aufgesetztem Rohr

Tabelle VI.

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen
14. VII. 30	16^{03}—16^{13}	0,544	0,401	1,36	$\mathfrak{V}_A=\mathfrak{V}_B=-31{,}9$; B mit Drahtnetz; N-Wind. Bew. 8^1
14. VII. 30	16^{24}—16^{34}	0,572	0,509	1,12	$\mathfrak{V}_A=\mathfrak{V}_B=+31{,}9$; A mit Drahtnetz; NNW-Wind. Bew. 8^1
14. VII. 30	16^{50}—17^{00}	0,500	0,563	0,89	$\mathfrak{V}_A=\mathfrak{V}_B=-31{,}9$; A mit Drahtnetz; NW-Wind. Bew. 7^1
14. VII. 30	17^{00}—17^{10}	0,688	0,710	0,97	$\mathfrak{V}_A=\mathfrak{V}_B=+31{,}9$; B mit Drahtnetz; N-Wind. Bew. 7^1

Abweichung auch ihr zur Last fällt, scheinen spätere Messungen zu bestätigen.

Es wurde dann ferner das Verhalten beider Apparate studiert, wenn über die Einsaugöffnung des einen ein neues, nicht radioaktiv verseuchtes Drahtnetz gelegt wurde. In Tab. VI sind die diesbezüglichen Resultate zusammengestellt. Es scheint hier so zu sein, daß die positiven Träger nicht in dem Maße an der oberen Kondensatoröffnung abgefangen werden, wie sie zufolge des Erdladungseinflusses angezogen werden. Man erhält ca. 10 Proz. mehr Träger in dem mit Drahtnetz versehenen Kondensator. Die negativen Träger jedoch gelangen nicht alle, weil sie abgestoßen werden, den wirklichen Verhältnissen entsprechend in den Kondensator. Der durch das Drahtnetz hervorgerufene Fehler beträgt ca. 20 bis 30 Proz. in Übereinstimmung mit den Werten, die Swann bei seinen Untersuchungen des Erdladungseffektes gefunden hat.

Außer diesen Versuchen, bei denen das Drahtnetz unmittelbar über der Einsaugöffnung lag, wurden fernerhin Versuche unternommen, bei denen ein größeres, ebenfalls neues Drahtnetz in einer Entfernung von 40 cm über der Einsaugöffnung befestigt wurde, um den Unterschied zwischen den Verhältnissen im feldfreien und dem von Niveauflächen durchsetzten Raum festzustellen. Es ergab sich dabei, daß die Werte sowohl der positiven wie auch negativen Leitfähigkeit kleiner wurden, die der negativen in stärkerem Maße als die der positiven. In Tab. VII sind diese Messungen, bei denen über B das Drahtnetz war, zusammengestellt.

Bei allen bis jetzt beschriebenen Versuchen wurde stets die Auflademethode angewandt. Der Bauart der Apparate entsprechend, besteht die Möglichkeit, daß die Messungen durch das am oberen Rande des Kondensators befindliche Gegenfeld gefälscht werden. Dasselbe hängt einerseits von der an der Außenelektrode angelegten Spannung, andererseits von der Durchsaugge schwindigkeit ab. Da bei den hier mitgeteilten Messungen $\mathfrak{V}$ verhältnismäßig klein, g verhältnismäßig groß ist, so dürfte dieser Fehler hier keine große Rolle spielen. Es wurden zur Untersuchung des Gegenfeldeinflusses zwei Methoden angewandt, von denen die eine nur in angenäherter Form, die andere dagegen exakt die Ermittelung desselben gestattet. Die erste Methode beruht darauf, daß in die Einsaugöffnung des einen Kondensators (vgl. Fig. 4) ein Messingrohr ($d = 14$ cm), das

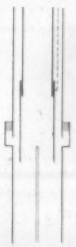

Fig. 4.

in ein längeres Papprohr eingelassen war, hineingehängt wurde, und zwar so weit, daß es mit seinem unteren Ende 1,5 cm in den eigentlichen Meßkondensator hineinreichte. Dadurch ist es möglich, den Einfluß des Gegenfeldes seiner Größe nach erheblich zu verkleinern, da jetzt die hereinkommenden Träger das störende Feld nicht passieren müssen. Durch eine Drahtzuführung wurde dafür gesorgt, daß das Messingrohr geerdet war. Apparat A arbeitete bei den beschriebenen Versuchen in der gewöhnlichen Weise, wohingegen B das eben beschriebene Einsatzrohr erhielt. Die Resultate sind in Tab. VIII a niedergelegt. Die Spannungen, bis zu denen die Kondensatoren von den positiven Trägern auf-

Tabelle VII.

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen
16. VII. 30	15^{10}—15^{20}	0,396	0,353	1,12	$\mathfrak{V}_A=\mathfrak{V}_B=+31{,}9$; B mit Drahtnetz; W-Wind. Bew. 6^1
16. VII. 30	15^{46}—15^{56}	0,480	0,406	1,18	$\mathfrak{V}_A=\mathfrak{V}_B=-31{,}9$; B mit Drahtnetz; W-Wind. Bew. 8^1

Tabelle VIIIa.

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen
4. VII. 30	10^{22}—10^{32}	0,301	0,312	0,964	$\mathfrak{V}_A = \mathfrak{V}_B = +31{,}2$; B mit Einsatzrohr; E-Wind. Bew. 0
2. VII. 30	11^{15}—11^{40}	0,488	0,470	1,04	$\mathfrak{V}_A = -31{,}1$; $\mathfrak{V}_B = -32{,}1$; B mit Einsatzrohr; E-Wind. Bew. 0

Tabelle VIIIb.

Datum	Zeit	$\Delta\mathfrak{V}_A$	$\Delta\mathfrak{V}_B$	$\Delta\mathfrak{V}_A/\Delta\mathfrak{V}_B$	Bemerkungen
27. VII. 30	9^{40}—10^{00}	1,56	1,58	0,99	$\mathfrak{V}_A = -30{,}1$; $\mathfrak{V}_B = +30{,}9$; A = Entlade-, B = Auflademethode, SW-Wind
27. VII. 30	11^{00}—11^{10}	0,768	0,800	0,96	$\mathfrak{V}_A = -30{,}1$; $\mathfrak{V}_B = +30{,}9$; A = Entlade-, B = Auflademethode, WSW-Wind
27. VII. 30	11^{40}—11^{50}	0,380	0,426	0,89	$\mathfrak{V}_A = +30{,}1$; $\mathfrak{V}_B = -30{,}9$; A = Auflade-, B = Entlademethode, SW-Wind
27. VII. 30	12^{01}—12^{30}	0,385	0,368	1,05	$\mathfrak{V}_A = +30{,}1$; $\mathfrak{V}_B = -30{,}9$; A = Auflade-, B = Entlademethode, SW-Wind
4. VII. 30	12^{01}—12^{22}	0,41	0,396	1,04	$\mathfrak{V}_A = +31{,}9$; $\mathfrak{V}_B = -32{,}1$; A = Entlade-, B = Auflademethode, E-Wind

geladen werden ($\Delta\mathfrak{V}$-Werte), unterscheiden sich voneinander nur um 3 Proz.

Die zweite Methode, die den Gegenfeldeinfluß exakt zu erfassen gestattet, ist auch in anderer Beziehung von Wichtigkeit. Sie beruht in dem Vergleich von Auflade- und Entlademethode. Apparat A arbeitete nach der Auflade-, B nach der Entlademethode und umgekehrt. Hierbei ist es überaus wichtig, den Isolationsverlust, oder besser die Zerstreuung der Zuführungsteile (mit abgeschraubter wirksamer Innenelektrode) genau zu ermitteln, da dieselbe bei beiden Kondensatoren — weil sie von der angelegten Spannung abhängig ist — verschiedene Werte ergibt. Unter Berücksichtigung dieser Zerstreuung der Zuführungsteile erhält man als Resultat der Vergleichsmessungen eine gute Übereinstimmung der Angaben beider Apparate für die zwei Methoden (vgl. Tab. VIII b). Damit ist also bewiesen, daß der Gegenfeldeinfluß bei den hier benutzten Kondensatoren und den angelegten Spannungen von keiner Bedeutung ist, und ferner — ein wichtiges Ergebnis — daß Auflade- und Entlademethode dieselben Werte liefern.

Schließlich wurden noch Versuche ausgeführt, die den Zweck hatten, festzustellen, ob bei künstlich erzeugter Turbulenz im Kondensator Verschiedenheiten in den Angaben beider Apparate auftreten. Nach Swann, der die Frage theoretisch behandelt hat, ist es gleichgültig (aber nur bei Leitfähigkeitsmessungen), welcher Art die Luftströmung ist. Um diese Frage experimentell zu untersuchen, wurde in den Luftzuführungsschacht des Kondensators B ein Aluminiumblech gehängt, das in der Weise zugeschnitten war, daß möglichst viel Wirbel beim Passieren der Luft entstehen mußten. Da es sich ca. 70 cm unter der Einsaugöffnung befand, war es der Einwirkung des Erdfeldes entzogen. Wie aber die Versuchsergebnisse erkennen lassen, gibt Kondensator A, der wie gewöhnlich arbeitete, um 20 Proz. höhere Werte als B. Es ergab sich für A: $\Delta\mathfrak{V} = 0{,}557$ Volt bei $\mathfrak{V}_A = +31{,}9$ und für B: $\Delta\mathfrak{V} = 0{,}457$ Volt bei $\mathfrak{V}_B = +31{,}9$ Volt. Es herrschte an dem Tage, dem 16. Juli 1930, zur Beobachtungszeit W-Wind. Dies dürfte sich so erklären lassen, daß durch die entstandenen Wirbel eine große Zahl der Träger schon vor ihrem Eintreten in den eigentlichen Meßkondensator ihre Ladung an die Wand des Zuführungsrohres abgibt. Damit ist aber keineswegs die Swannsche Theorie widerlegt, da die von ihm durchgeführten Überlegungen nur für einen geladenen Körper gelten, der dem Luftstrome frei ausgesetzt ist. D. h. auf ihm enden die Ionenbahnen, die andere Körper nicht getroffen haben.

4. Leitfähigkeit der leichten, mittleren und schweren Träger.

Um die Leitfähigkeit der mittleren und schweren Träger zu erhalten, wurde in die Einsaugöffnung des Kondensators B ein 80 cm langer Messingstab isoliert hineingehängt ($d = 0{,}3$ cm). Die Spannungszuführung geschah von dem Dache des luftelektrischen Hauses aus. Die Spannungsquelle bestand aus Anodenbatterien, die ebenfalls auf dem Dache aufgestellt waren. Es wurde dann zunächst, von kleinen Spannungen aufsteigend, diese Vorschaltelektrode aufgeladen, und zwar, wenn es sich um die Bestimmung der positiven Leitfähigkeit handelte, negativ. Kondensator A

arbeitete wie gewöhnlich. Bei beiden Kondensatoren war dieselbe Durchsauggeschwindigkeit gewählt, ebenso die gleiche positive Spannung der Außenelektroden. Es ergab sich, wie Tab. IX

Tabelle IX.

$V^{1})$	$\mathfrak{A}_A$	$\mathfrak{A}_B$	$\mathfrak{A}_B/\mathfrak{A}_A$	Bemerkungen
— 3.0	0.399	0.460	1.15	Datum: 27. VII. 30
— 7.7	0.352	0.463	1.32	Zeit 18^{20}—20^{40}
— 10.6	0.402	0.462	1.15	SW-Wind
— 31.9	0.372	0.299	0.804	[1]) Spannung an der
— 53.3	0.370	0.211	0.570	Vorsteckelektrode.
— 104.2	0.375	0.105	0.280	Isolation sehr gut.
				Die angegebenen
— 3.0	0.255	0.312	1.220	Werte stellen Mit-
— 7.7	0.246	0.276	1.120	telwerte aus je 6
— 10.6	0.266	0.317	1.190	Einzelmessungen
— 31.9	0.360	0.203	0.564	dar.

zeigt, ein langsames Anwachsen der Verhältnisse $\mathfrak{A}_B/\mathfrak{A}_A$, die als Bezugsgrößen herangezogen wurden. Dann biegt die erhaltene Kurve um, schneidet die 1-Achse (an der Stelle geben beide Apparate die gleichen Werte), um dann sehr stark abzufallen und erreicht bei 104,2 Volt Spannung an der Einsteckelektrode den Wert 0,28. D. h. die leichten Träger sind bereits bis zu einem gewissen Prozentsatz abgefangen und der übrigbleibende Teil gibt eine Leitfähigkeit, die nur noch drei Zehntel des ursprünglichen Betrages ausmacht. Die Beweglichkeitsgrenze, bis zu der alle Träger von der Vorschaltelektrode abgefangen werden, beträgt ungefähr: 0,5 $\frac{\text{cm/Volt}}{\text{sec/cm}}$.

Das anfängliche Anwachsen der Kurve erklärt sich durch das über dem Dach entstehende Feld, durch das mehr Träger in den Kondensator gelangen, als wegen der geringen Spannung an der Vorsteckelektrode abgefangen werden. Es wurde dann eine Spannung von —310 Volt an die Vorsteckelektrode gelegt, und dabei ergab sich, daß die jetzt vorhandene Leitfähigkeit λ_+ der mittleren und schweren Träger nur noch 5 Proz. der Gesamtleitfähigkeit λ_+ (aller Träger) ausmacht. Es ergab sich: $\lambda_+ = 9{,}35 \cdot 10^{-5}$ und $\lambda_+ = 4{,}03 \cdot 10^{-6}\ \text{sec}^{-1}$. Diese letzterwähnten Messungen werden an dem Meteorologischen Observatorium weiter fortgesetzt und in einer demnächst erscheinenden Arbeit veröffentlicht werden.

Zusammenfassung.

Es wurden, um die meteorologischen Verhältnisse auszuschalten, zwei empfindliche Apparate zur Bestimmung der Leitfähigkeit benutzt. Es ergab sich bei den vorgenommenen Vergleichsmessungen, daß es zweckmäßig ist, wenn möglichst die Bestimmung des Potentialgradienten mit radioaktiven Sonden in größere Entfernung vom Beobachtungsort für die Leitfähigkeit verlegt wird, da nicht selten Abweichungen von 100 Proz. vom natürlichen Wert auftraten. Es ergab sich ferner, daß bei aufgelegtem Drahtnetz auf die Einsaugöffnung des einen Kondensators, die positive Leitfähigkeit etwas größer, die negative kleiner wird. Weiterhin ist zu erwähnen, daß der Feldeinfluß, wenn man mit der Einsaugöffnung über ein geerdetes Drahtnetz hinausgeht, außerordentlich stark ist. Dies zeigte sich bei aufgesetzten Rohren und bei einem Schutzrohr, das bestimmt war, das Regenwasser abzufangen. Es folgten schließlich noch Vergleichsmessungen zwischen Auflade- und Entlademethode, die erwiesen, daß beide Methoden zu identischen Werten führen, außerdem Untersuchungen über den Einfluß des Gegenfeldes am oberen Rande der Kondensatoren und Messungen der Leitfähigkeit der leichten und schweren Träger, Messungen, die Gegenstand einer weiteren Arbeit sein werden.

Ich möchte an dieser Stelle der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft meinen Dank abstatten, da durch sie die Inangriffnahme und Fortführung dieser Arbeit ermöglicht wurde.

(Eingegangen 20. September 1930.)

Zur Dynamik des Regens.

Von Fr. Ahlborn.

Mit Tafel III und IV.

Inhalt. Die Gestalt und innere dynamische Struktur der Tropfen wird experimentell nachgewiesen und auf Reibung und Druckverteilung der umströmenden Luft zurückgeführt. Der Mechanismus des aufschlagenden Tropfens, Blasenbildung und Versinken des Tropfenmaterials im Innern von Wirbelringen. Gesamtzirkulation des vom Regen erzeugten Mitwindes.

Die in der meteorologischen Literatur vorliegenden experimentellen Untersuchungen über den fallenden Regen beziehen sich vornehmlich auf die Bestimmung der Anzahl, Größe und Geschwindigkeit der Tropfen. Die Durchmesser der Regentropfen liegen im allgemeinen zwischen 0,5 und 5 mm, doch sind solche zwischen 1 und 3 mm vorherrschend. In schweren Gewitterregen können die Tropfen 6 bis 7 mm Durchmesser erreichen. Wiesner[1]) fand im stärksten Tropen-

1) J. Wiesner, Beiträge zur Kenntnis des tropischen Regens. Wiener Sitzungsber. Bd. CIV, 1895, S. 1397 u. 1434.

regen auf Java Tropfengewichte von 0,13 bis 0,2 g, durchschnittlich 0,16 g oder 6,7 mm Durchmesser. Ließ er sehr große Wassertropfen aus einer Höhe von 22 m herabfallen, so zerfielen sie in kleinere Tropfen, die das Gewicht von 0,2 g nicht überschritten. Dies Gewicht kann somit als obere Grenze der Tropfengröße betrachtet werden. Unter der Annahme, daß die Tropfen die Kugelform haben, ergibt dann die Rechnung einen größten Durchmesser von 7,2 mm.

Eine sehr seltene, aber ebenso lehrreiche Ausnahme von dieser Regel ergibt die Beobachtung, die der Geograph Prof. Krümmel[1]) an einem heißen Julitage 1884 in Kiel machen konnte. Aufmerksam gemacht durch ein eigentümlich klatschendes Geräusch, sah er vom Fenster aus weißliche Regentropfen von der Größe eines Taubeneis auffallend langsam durch die Luft herabschweben. Die benetzten Schlagflächen auf dem sonst trocknen Straßenpflaster hatten einen Durchmesser von 6 bis 8 cm. Die Erklärung, daß es sich dabei um Hagelkörner aus einer hohen Gewitterwolke handelte, die in der unteren Luftschicht geschmolzen waren, ist nicht zu bezweifeln, wenn auch an den frischen Schlagflächen keine Eiskörnchen zu finden waren. Die Tatsache, daß ein so großer Wasserkörper ohne in kleinere Tropfen zu zerfallen durch die Luft fallen konnte, scheint mit den Fallversuchen Wiesners in Widerspruch zu stehen, doch ist zu beachten, daß die Krümmelschen Riesentropfen schon bei ihrer Entstehung durch Abschmelzen des Hagels eine große Fallgeschwindigkeit hatten, die dann in Verbindung mit der fortschreitenden Verflüssigung allmählich gebremst wurde, während die großen Tropfen Wiesners aus dem Zustande der Ruhe mit großer Beschleunigung herabfielen und dabei gesprengt wurden, bevor sich das Gleichgewicht aller inneren und äußeren Kräfte einspielen konnte.

Diese Feststellung liefert indessen noch keine Erklärung für den Tropfenzerfall, da zwischen diesem und der beschleunigten Bewegung keine unmittelbare Beziehung besteht. Die beschleunigende Kraft, die Schwere, ergibt an dem kugeligen Tropfen keine seitlichen Komponenten, die den Zusammenhang des Tropfens aufheben könnten. Der Mechanismus des Zerfalls bleibt also noch aufzuklären. Die Untersuchungen Lenards[2]) über die Geschwindigkeit der Regentropfen geben hierzu wertvolle Hinweise.

Ein in ruhender Luft fallender Tropfen erreicht seine größte Geschwindigkeit, sobald der Luftwiderstand gleich dem Gewicht des Tropfens geworden ist. Die Verminderung des Gewichts durch den statischen Auftrieb ist hier belanglos. Diese Geschwindigkeit bleibt bestehen, solange die Masse des Tropfens unverändert ist. Es liegt daher nahe, daß mit der Masse, dem Gewicht des Tropfens, auch seine Geschwindigkeit zunehmen wird.

Lenard hat nun durch sorgfältige Messungen festgestellt, daß dies in Wirklichkeit nicht der Fall ist. Es zeigte sich, daß die größte Fallgeschwindigkeit von 8 m/sec bei Tropfen von 0,225 cm Radius erreicht wird, und daß die Geschwindigkeit bei noch größeren Tropfen wieder abnimmt. Lenard erblickt mit Recht die Ursache der Erscheinung in einer Deformation der Tropfen, da die Fallgeschwindigkeit nicht nur von dem Gewicht, sondern sehr wesentlich auch von der Form der Tropfen abhängt, die unter dem Einfluß des Luftwiderstandes von der Kugelform abweichen kann. Die Frage nach der Form der fallenden Regentropfen ist daher nicht zu umgehen.

Die weit verbreitete Ansicht, daß ein Tropfen eiförmig sei und in eine Spitze auslaufe, beruht auf der Beobachtung hängender Tropfen, die im Moment des Abreißens ersichtlich diese Gestalt haben. Sehr zähe Flüssigkeiten, wie Teer, Glasflüsse u. dgl., liefern sogar Tropfen, die an der Spitze in einen fadenförmigen Anhang übergehen. Da Körper mit derartigen „Tropfenprofilen" in der Luft einen geringeren Widerstand erfahren, als Kugeln und zylindrische Profile, glaubt man, daß auch die Regentropfen im Fallen aus diesem Grunde die bezeichnete Form innehalten.

In Wirklichkeit können solche Tropfenformen weder bei der Kondensation des Wasserdampfes entstehen, noch während der Fallbewegung herausgebildet werden. Schon die hohe Liquidität des Wassers, dessen Zähigkeit nur 1 : 14 der Luftzähigkeit ausmacht, läßt die Teilchen so leicht den Kräften der Oberflächenspannung folgen, daß der Tropfen nur eine allseitig abgerundete kugelige Form haben kann. Auch bei den unvermeidlichen Kollisionen der ungleich schweren und mit verschiedenen Geschwindigkeiten fallenden Tropfen müssen abgesprengte Teile sofort wieder die Kugelform annehmen. Hierbei ist jedoch zunächst vorausgesetzt, daß keine andern, äußeren Kräfte im Spiele sind. Solche Kräfte enthält aber der Luftwiderstand, den der Tropfen bei seiner Fallbewegung erfährt. Es ist daher zu untersuchen, ob und welche Änderungen die Kugelform der Tropfen unter dem Einfluß des Luftwiderstandes erleidet.

Eine unmittelbare photographische Beobachtung der Form eines fallenden Tropfens ist experimentell schwer durchführbar, auch nicht,

1) O. Krümmel, Deutsche Met. Zeitung 1884, S. 283.

2) P. Lenard, Über Regen. Met. Zeitschr. 1904, S. 254.

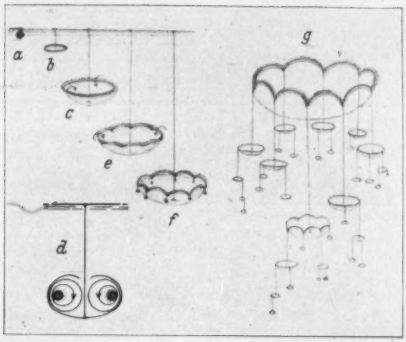

Fig. 1. Bildung von Wirbelringen aus einem im Wasser herabsinkenden Tintentröpfchen.

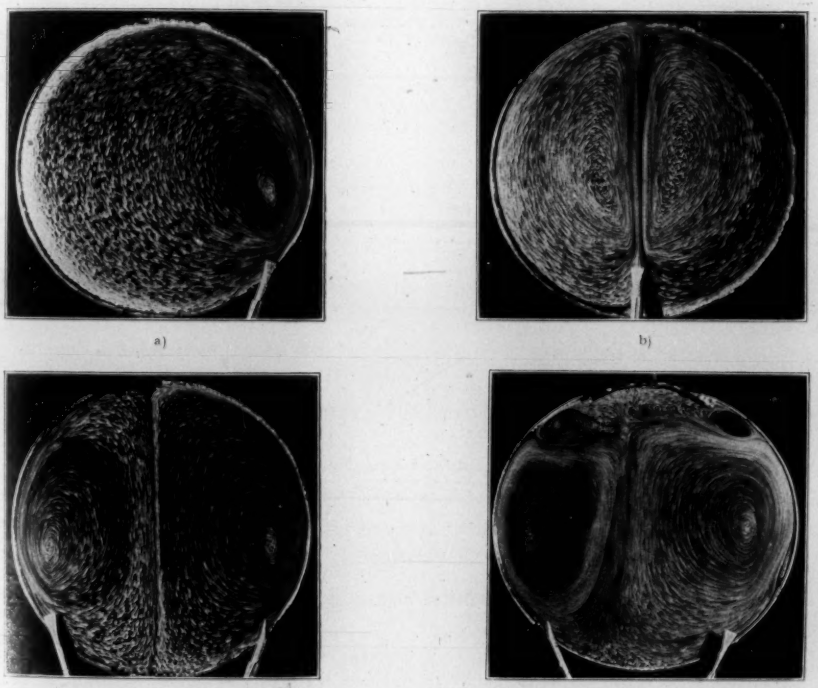

Fig. 2. Wirbelungen im Wasser, die durch Reibung von Luftstrahlen an der Oberfläche erzeugt werden. Die Richtung der Strahlen ist aus der Lage der Düsen am Rande des Gefäßes zu entnehmen.

wenn man den Tropfen durch einen Aufstrom von gleicher Geschwindigkeit schwebend erhielte, da solche Ströme stets turbulent sind. Wir schlugen daher einen anderen Weg ein, indem wir in einem hohen, mit Wasser gefüllten Glaszylinder Tropfen indifferenter Flüssigkeiten herabsinken lassen, deren spezifisches Gewicht größer als eins ist.

Besonders geeignet hierfür sind Chloroform, spez. Gewicht 1,48 und Schwefelkohlenstoff, spez. Gewicht 1,29, da sie die Eigenschaft haben, bis zu einer kritischen Größe an der Oberfläche des Wassers hängen zu bleiben und dann erst, wegen des großen Auftriebes, hinreichend langsam zu fallen, daß ihre Form noch gut zu beobachten ist. Die Tropfen sind nicht Kugeln, sondern oben und unten abgeplattete Ellipsoide.

Je größer die Tropfen, um so flacher sind die Ellipsoide und um so auffälliger die Schwankungen ihrer Bewegung. Die kleineren Tropfen erreichen schnell ihre konstante, langsame Fallgeschwindigkeit und bewahren, soweit ersichtlich, die kugelige Form. Auch die großen Tropfen bleiben Kugeln, wenn sie in Salzlösungen sehr langsam herabsinken, deren spez. Gewicht dem der Tropfen sehr nahe kommt. Die Abplattung ist also von der Fallgeschwindigkeit abhängig.

Statt Wassertropfen in Luft fallen zu lassen, kann man auch den Versuch umkehren, indem man Lufttropfen, Blasen, in hohem Wasser aufsteigen läßt. Es zeigen sich die gleichen Deformationen, daneben auch die Volumänderungen mit abnehmendem statischen Druck.

Durch die Abflachung erhält der kugelförmig gedachte Tropfen einen größeren Querschnitt senkrecht zur Fallrichtung und erfährt daher einen stärkeren Widerstand unter Verringerung seiner Fallgeschwindigkeit. Da die Abplattung mit dem Gewicht zunimmt, erklären sich ungezwungen die von Lenard gemessenen Geschwindigkeiten, wie auch das relativ langsame Herabsinken der Krümmelschen Riesentropfen.

In der Formel des Luftwiderstandes $W = c \cdot Q \cdot v^2$ bedeutet c eine Konstante, Q die Fläche des größten Querschnittes und v die Geschwindigkeit. Von Kugeln von der Größenordnung und Geschwindigkeit der Regentropfen liegen m. W. keine Widerstandsmessungen vor, man kann aber nach den von Eiffel, Prandtl u. a. mit Kugeln von 10—30 cm Durchmesser gewonnenen Ergebnissen als wahrscheinlich annehmen, daß für kleine Kugeln und Reynoldssche Zahlen die Konstante den Wert $c = 0{,}03$ haben wird. Die hiernach berechneten Fallgeschwindigkeiten größer Tropfen von Kugelform sind wesentlich größer als die von Lenard gemessenen. Nimmt man aber an, daß eine Wasserkugel von 5 mm Durchmesser beim Fall durch die Luft einen größten Durchmesser von 6 mm annimmt, so stimmen die gemessenen Fallgeschwindigkeiten gut mit den berechneten überein.

Hiernach sind auch die großen Regentropfen nicht Kugeln, sondern Ellipsoide, die mit abnehmender Größe und Fallgeschwindigkeit allmählich in die Kugelform übergehen.

Einen überraschenden Einblick in die innere dynamische Struktur fallender Tropfen gewährt der folgende, lange bekannte, einfache Versuch. Bringt man auf die Oberfläche eines Glases Wasser einen kleinen Tropfen Tinte, so beginnt er zu sinken, vermindert aber schnell seine Geschwindigkeit, indem er sich abplattet und in einen schönen horizontalen Wirbelring verwandelt (Fig. 1a, Taf. III). Der fallende Tropfen hat also außer seiner Translation auch noch eine innere rotatorische Bewegung, die offenbar durch Reibung von der Oberfläche auf das ganze Material des Tropfens übertragen wird. Die nachfolgenden Versuche werden dies erhärten, doch bleibt zunächst noch der Ausgang des vorliegenden Versuchs mitzuteilen, der eine der schönsten hydrodynamischen Erscheinungen vor Augen führt.

Der Wirbelring erweitert und öffnet sich, wie ein Rauchring (Fig. 1 b u. c), indem nichtgefärbtes Wasser in die drehende Bewegung hineingezogen wird und den gefärbten Kern umhüllt (d). Dabei lösen sich Spuren von Farbstoff in der angrenzenden Wasserlamelle, die bald als zarter, schirmförmiger Schleier die Unterseite des Ringes überspannt und durch einen feinen, fadenförmigen Stiel mit dem Ursprungsort an der Wasseroberfläche verbindet. Dies Bild einer hängenden Qualle erfährt nun infolge abnehmender Rotationsgeschwindigkeit eine sehr merkwürdige Entwicklung. An solchen Stellen, wo die Rotationsachse des Ringes auch nur unmerklich nach unten verbogen ist, zieht sich der Farbstoff, der Schwere folgend, zusammen (e), verstärkt die Ausbiegung und tritt endlich am tiefsten Punkte als feines Tröpfchen hervor (f). Geschieht dies nahezu gleichzeitig an mehreren Stellen, so nimmt der Ring die Form einer Zackenkrone (g) an und die an jeder Spitze hängenden Tröpfchen entwickeln sich schnell zu einer zweiten Generation von Wirbelringen, die, wie der erste, wieder eine dritte und vierte Generation erzeugen, und alle sind durch die Fäden wie in einem Stammbaum verbunden. So vollzieht sich die Entwicklung nach dem Schema der ungeschlechtlichen Fortpflanzung durch Knospung, die bei niederen Tieren, Korallen, und im ganzen Pflanzenreich verbreitet ist.

Im Regenfall haben diese merkwürdigen Erscheinungen keine Parallele, da der Regentropfen keine Luft in seinem Umlauf aufnehmen kann und seine Rotationsgeschwindigkeit dauernd erhalten bleibt. Die Wirbel im Wasser sterben an Hypertrophie, nur der spezifisch schwerere Farbstoff muß die Fallbewegung in den folgenden Wirbelgenerationen fortsetzen. Dreht man die Figur herum, so daß die Fallbewegung als Aufstieg erscheint, so kann sie auch als Schema der thermischen Turbulenz der Atmosphäre genommen werden, wobei örtlich erwärmte Luft die Rolle des Farbstoffes spielt. Die Vorgänge stimmen im wesentlichen miteinander überein.

Welche Wirkungen die Reibung der Luft am Wasser hervorbringen kann, zeigen die großartigen Phänomene an der Meeresoberfläche. Die Energie der Wellen und Meeresströmungen ist durch Reibung vom Winde auf das Wasser übertragen. Ein leichter Lufthauch genügt, um die Flüssigkeit (wie Kaffee, weil gut sichtbar) in einem flachen Gefäß in Bewegung zu setzen. Verwendet man zum Anblasen ein Röhrchen, so ist es leicht, den Luftstrom einseitig tangential oder radial über die Mitte der Flüssigkeit zu richten. Im ersten Fall wird bald die ganze Flüssigkeit im gleichen Sinne umlaufen, jedoch exzentrisch (Fig. 2 a), denn die Geschwindigkeit ist an der Seite der Beschleunigung am größten und die Achse der Drehung liegt dieser Seite genähert. Läuft dagegen der Luftstrahl über die Mitte der Oberfläche, so entstehen zwei gleiche und entgegengesetzt drehende exzentrische Wirbel, deren Achsen der Mitte genähert liegen. (Fig. 2 b). Nimmt man endlich ein gabelförmiges Röhrchen, dessen Schenkel den Luftstrom an zwei gegenüberliegenden Stellen tangential in gleicher Richtung über das Wasser leiten, so erhält man zwei Wirbel, die umgekehrt drehen wie im vorhergehenden Versuch und deren Achsen exzentrisch nach außen liegen (Fig. 2 c). Die Fig. 2 d zeigt die Wirbelungen, die von zwei stärkeren Luftstrahlen, unten, und zwei schwächeren, oben, erzeugt wurden und nicht ganz symmetrisch ausgefallen sind. Wir werden weiterhin sehen, daß analoge Erscheinungen auch in Regentropfen möglich sind.

Denkt man das Bild 2c um die Symmetrielinie rotierend, so beschreibt es einen Wirbelring von der Form einer Kugel.

In ähnlicher Weise wird ein Regentropfen an seiner vorderen Oberfläche vom Gegenstrome der Luft angeblasen und durch Reibung in einen, jener Kugel ähnlichen Wirbelring verwandelt. Die näheren Umstände erfordern aber eine Betrachtung der Gesamtströmung um den Tropfen und der dadurch bedingten Druckverteilung an seiner Oberfläche.

Vorweg gibt Fig. 3 eine lehrreiche Anschauung von der Verteilung des dynamischen Druckes über die Oberfläche einer Kugel, die von einem Luftstrome getroffen wird. Das Diagramm ist den neuesten Messungen entlehnt, die Prof. O. Krell an einer Kugel von 8 cm Durchmesser durchgeführt hat, und gilt für die Windgeschwindigkeit 12 m/sec. Die Druckhöhen sind

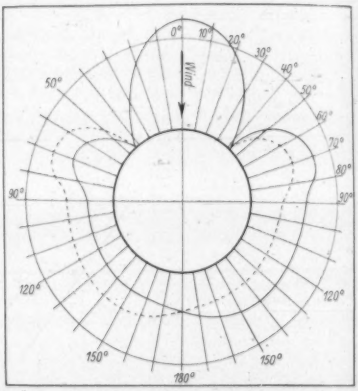

Fig. 3. Druckverteilung nach O. Krell an einer 8 cm Kugel bei $v = 12$ m Wind. Überdruck über der Kalotte bis 43°, dahinter Unterdruck, schwankend zwischen den beiden Kurven.

radial über einem Meridian der Kugel aufgetragen, und bezeichnen die Unterschiede gegenüber dem statischen Druck der ruhenden Luft.

Nur an der vorderen Kalotte besteht Überdruck, der von der Geschwindigkeitshöhe ($h = v^2 : 2g$) im Pol seitwärts abnimmt und bei etwa 43° die Nullgrenze erreicht. Die ganze übrige Oberfläche der Kugel steht unter negativem Druck mit einem Minimum bei 70°, doch ist dieser Druck erheblichen Schwankungen unterworfen, die sich in dem Raume zwischen der gestrichelten und der ausgezogenen Druckkurve bewegen. Abgeschwächt übertragen sich die Schwankungen auch auf das positive Druckfeld, wobei der Staupunkt vom Pol nach der entgegengesetzten Seite verschoben wird, wie das Druckminimum.

Es ist klar, daß eine flüssige, frei im Luftstrome schwebende Kugel den so beschaffenen Kräften nicht ohne Formänderung standhalten kann; sie wird dem Überdruck durch Abflachung ihrer Vorderseite nachgeben und sich seitwärts gegen den stärksten Unterdruck ausdehnen, so daß sie unter dem Einfluß ihrer Oberflächenspannung die Form eines Ellipsoides annimmt.

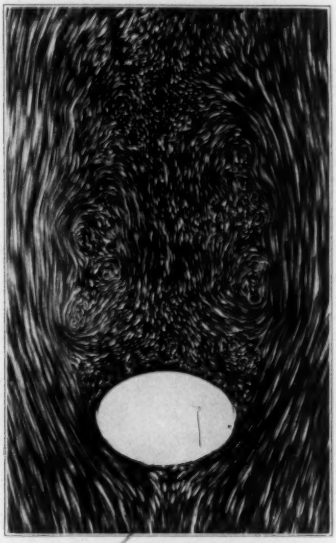

Fig. 4. Stromfeld eines elliptischen Zylinders.

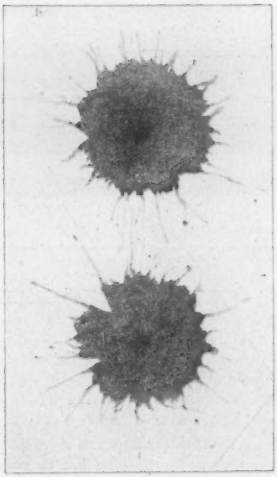

Fig. 5. Schlagfläche eines 5-mm-Tropfens, Φ 20 mm.

An einem Regentropfen ist die Stärke der deformierenden Druckkräfte von der Fallgeschwindigkeit oder der Masse des Tropfens abhängig. Die Formänderung muß daher um so geringer sein, je kleiner die Tropfen sind. Endlich erklären die unsymmetrischen Schwankungen der Druckkräfte auch noch die auffälligen seitlichen Schwankungen beim Herabsinken der großen Tropfen unserer Versuche, oder der aufsteigenden Gasblasen.

Der gemessene dynamische Druck ist der Druck der Umströmung und als solcher nach Anordnung und Größe abhängig von dem Verlauf und der Geschwindigkeit ihrer Bewegungen.

Das Stromfeld des Regentropfens.

Das Photogramm des Stromfeldes um das Profil eines elliptischen Zylinders (Fig. 4, Taf. IV) kann mit hinreichender Annäherung auch als Strömung um das Ellipsoid eines großen Regentropfens betrachtet werden.

Der Anstrom fließt vom Stromteilungspunkte mit zunehmender Geschwindigkeit über die Vorderseite des Profils und trennt sich von ihr nahe dem Äquator, nachdem er kurz vorher die Grenze des Nulldruckes überschritten hat. An der Rückseite und im ganzen Bereich des Unterdruckes verläuft die Strömung in Form von Wirbeln, die vorn, an der Druckgrenze als sehr feine, den Körper umgürtende Wirbelringe entstehen und, langsam abwandernd, in dem hinteren Raume sich zu einem mächtigen Wirbelkörper, dem Gyrom, zusammenrollen. Die ununterbrochene Neubildung von Wirbeln läßt das Gyrom bis zu einer kritischen Größe heranwachsen, worauf es sich verjüngt durch periodische, stets unsymmetrische Abschnürung von Wirbelgruppen, die alternierend im Kielwasser zurückbleiben. Die fortwährend wechselnden Unsymmetrien der wirbelnden Strömung sind die Ursache der Schwankungen des Unterdruckes.

Wie wirkt die Reibung der Umströmung auf den Inhalt des Regentropfens? Die Reibung des Anstromes verwandelt den Regentropfen analog Fig. 2 c in einen Wirbelring. Die Rückströmungen der Wirbel über der hinteren Tropfenhälfte können diese Wirkung nicht aufheben, wohl aber in ihrem Bereich schwächen und vielleicht auch am hinteren Umfang des Tropfens einen schwachen gegenläufigen Ringwirbel zustande bringen, der, ähnlich den Wirbelungen in Fig. 2 d, den Raum des Hauptwirbels hinten entsprechend einengen würde.

Die Geschwindigkeit des Umlaufs im Tropfenwirbel muß am seitlichen Rande, in der Nähe der exzentrischen Rotationsachse, sehr groß sein, wenn sie auch infolge der inneren und äußeren Widerstände hinter der vollen Geschwindigkeit der Fallbewegung und der seitlichen Luftströmung zurückbleiben wird. Immerhin ist der Zusammenhang des Tropfens durch die große Umlaufgeschwindigkeit in der äquatorialen Zone gefährdet. Je größer der Tropfen, je mehr er daher abgeplattet ist, um so größer ist auch die Gefahr, daß bei der geringsten Störung des Gleichgewichts der Kräfte Teile des Tropfens vom Rande abgeschleudert werden. Solche Störungen sind aber unvermeidlich bei dem sehr turbulenten Zustande der Luft in einem Regenschauer und den davon herrührenden beständigen Schwankungen der Geschwindigkeiten und der Druckverteilung. Die schnellen und ganz unregelmäßigen Pulsationen der anströmenden Luft werden wohl durch Reibung auf die äußersten Schichten des Tropfens übertragen, aber die Gesamtdrehung und der negative Druck an der Ringachse können mit diesen Schwankungen nicht gleichen Schritt halten. Es kann also leicht der Fall eintreten, daß der zentripetale Zug der Achse und die Oberflächenspannung nicht ausreichen, die momentan stärker beschleunigten Teilchen am Äquator des Tropfens am zentrifugalen Entweichen zu verhindern. In diesen Verhältnissen liegt offenbar die Hauptursache, daß die Tropfen eine gewisse Größe nicht überschreiten können.

Wenn daher die fallenden Tropfen durch Überholen und Einfangen kleiner, langsamer fallenden Tropfen wachsen, so wird mit diesem Vorgange, sobald die kritische Größe erreicht ist, ein Abbau des Tropfens durch Abschleudern kleinster Tröpfchen am äquatorialen Umfange parallel gehen. Die Tröpfchen gelangen zunächst in die Strudel der umgebenden Wirbel, in denen sie wieder durch Reibung beschleunigt werden; manche mögen auch in das Gyrom der Rückseite eindringen, das sie von oben her wieder in den Tropfen ausschleudert. Die ungleiche Fallgeschwindigkeit der Tropfen führt notwendig zu Kollisionen, die den Mechanismus des Tropfens aus dem Gleichgewicht bringen mit der Gefahr der Materialverschleuderung.

Das Ende der fallenden Tropfen.

Der Regentropfen ist somit auf seiner Niederfahrt zur Erde einem sehr bewegten „Kampf ums Dasein" ausgesetzt, der immer mit einer Katastrophe endet. Trifft er auf festen Boden, so bildet die benetzte Schlagfläche eine Art Sonnenfigur (Fig. 5, Taf. IV), von welcher zahlreiche Tröpfchen durch den Rückstoß nach allen Seiten versprengt werden. Aus feinem, nicht hydrophilem Staub entsteht schon durch den Luftstoß der Regentropfen eine niedrige, mit den aufspritzenden Tröpfchen untermischte Wolke,

die mit der baldigen Durchfeuchtung des Bodens verschwindet. Sand und andere lose Teilchen werden mit den Tröpfchen aufgehoben und massenhaft über die bodennahen Teile der Pflanzendecke verbreitet (Sandblätter des Tabaks). An Wänden findet man nach längerem Regen nicht selten dicke Sandkrusten, die bis etwa 30 cm hinaufreichen, und darüber hinaus einzelne Körner bis 50 cm Höhe. Bei meinen Versuchen mit Tropfen ergab sich eine Streuung der Tröpfchen über einen Kreis von ca. 80 cm Durchmesser, mit der größten Dichte zwischen 10 und 30 cm.

Sehr interessant sind die Erscheinungen beim Einfallen der Tropfen auf eine Wasseroberfläche. Der Vorgang spielt sich in dem Zeitraume von etwa $^1/_3$ sec ab und wäre daher am besten durch photographische Aufnahmen mit der Zeitlupe zu untersuchen. Die direkte Beobachtung bietet erhebliche Schwierigkeiten und erfordert vielfache Wiederholung des Versuchs, wobei man das Augenmerk jedesmal nur auf einen bestimmten Punkt zu richten hat. Leicht zu sehen und allgemein bekannt ist die plötzliche Erscheinung der Regenblasen und, daß bei heftigem Regen die ganze Wasseroberfläche mit einer nebelartigen Schicht versprühender Tröpfchen bedeckt ist. Auch das Aufspringen zierlicher Wassersäulen, die am Ende Tropfen ausstoßen, ist bei Regenwetter unschwer zu beobachten. Wie dies alles mit dem einfallenden Regentropfen zusammenhängt, mögen die schematischen Zeichnungen der Fig. 6 veranschaulichen.

Vorweg sei noch bemerkt, daß die Vorgänge infolge des turbulenten Bewegungszustandes der Luft und des Wassers außerordentlich variabel sind, bei jedem Tropfen etwas anders, auch wenn diese von gleicher Größe und unter den gleichen Bedingungen entstanden sind. Auffällig zeigt sich dies schon darin, daß in der großen Mehrzahl der Fälle keine Blasen gebildet werden, auch nicht bei den Versuchen mit sehr langsamer Tropfenfolge, wo alle äußeren Störungen ausgeschlossen waren. Im freien Regenfall werden die Blasen meist schon im Moment ihrer Bildung durch einen Einschlag anderer Tropfen zerstört.

In Fig. 6a ist ein abgeplatteter Tropfen als exzentrischer Wirbelring gezeichnet, umgeben von dem Kraftfelde, das ihn beim Fallen durch die Luft begleitet. Die Luft, welche dabei in den Bereich des Feldes gerät, bewegt sich nicht entlang den Kraftlinien, da jedes Teilchen meist in jedem Augenblick von einer andern, nachfolgenden Linie geschnitten wird, und nur solange das Teilchen sich auf derselben Linie befindet, bewegt es sich in ihrer Richtung. Die wirklichen Wege der Teilchen, die Bahnlinien, sind im seitlichen Bereich nach innen offene Ellipsen, im inneren Bereich elastische Kurven mit einer, oder mehreren Schleifen. Durch Überlagerung des Kraftfeldes mit einer aufwärts gerichteten Parallelströmung ergibt sich die Relativströmung in Form der Fig. 4.

Die Fig. 6b stellt den Moment dar, wo der Tropfen mit dem an ihm hängenden großen Luftwirbel auf die Oberfläche des Wassers stößt und im Begriff ist, sie zu durchschlagen. Er gibt dabei seine ganze kinetische Energie an die Unterlage ab, indem er Kraftlinien aussendet, welche die Einsenkung vertiefen und an ihrem Umfange eine steil aufschießende Schlagwelle erzeugen.

Vom Kamme der Welle (Fig. 6c) erhebt sich ringsum eine Wasserlamelle, die der Drehung des eingeschlossenen Luftwirbels folgt und sich über ihm zur Regenblase zusammenschließt, falls allseitige Symmetrie besteht. Im andern Falle bricht sie unsymmetrisch nach innen zusammen, wobei zahlreiche feine Tröpfchen von ihrem zackigen oberen Rande in die Luft ausgestoßen werden.

Das Material des Regentropfens liegt nun dicht unter der tiefsten Stelle der Einsenkung in dem punktierten Raume. Der Rückstoß, durch den die Schwere das gestörte Gleichgewicht im Wasser wieder herzustellen strebt, vollzieht sich in der Richtung von Kraftlinien, die der tiefsten Einsenkung und dem eben bezeichneten Raume zugewandt sind. Die Wirkung ist hier im Anfangsmoment, und auf Fig. 6d in ihrer vollen Entwicklung gezeichnet.

Auf breiter Basis erhebt sich hoch über die Kuppel der vorher schon geschlossenen Blase eine Wassersäule, bald gedrungen, bald schlank aufschießend, oft ganz unregelmäßig geformt. Aus ihrem Gipfel schleudert sie einen oder mehrere Tropfen hinaus, die oft von anderen, feinen, aufsprühenden Tröpfchen umgeben sind, von denen man nicht sagen kann, ob sie von der Säule, oder von der die Blase bildenden Lamelle herrühren.

Da das Material des Regentropfens vom Rückstoß zuerst erfaßt wird, ist zu erwarten, daß es sich nachher am Ende der Säule und in den ausgestoßenen Tropfen befinden wird. Verwendet man für Fallversuche stark gefärbte Tropfen, so ist leicht zu sehen, daß in der Tat die Hauptmenge des Farbstoffes in den aufschießenden Tropfen, ein Rest auch oben in der Säule enthalten ist. Der gefallene Tropfen wird also durch den Rückstoß reaktiviert, um nach einem kurzen Auftauchen in die Luft für immer zu verschwinden.

Diese letzte Szene des Dramas läßt sich wieder mit Hilfe gefärbter Falltropfen gut beobachten. Die Wassersäule (Fig. 6e) sinkt unter das Dach der Blase, ohne es in jedem Falle zu zerstören,

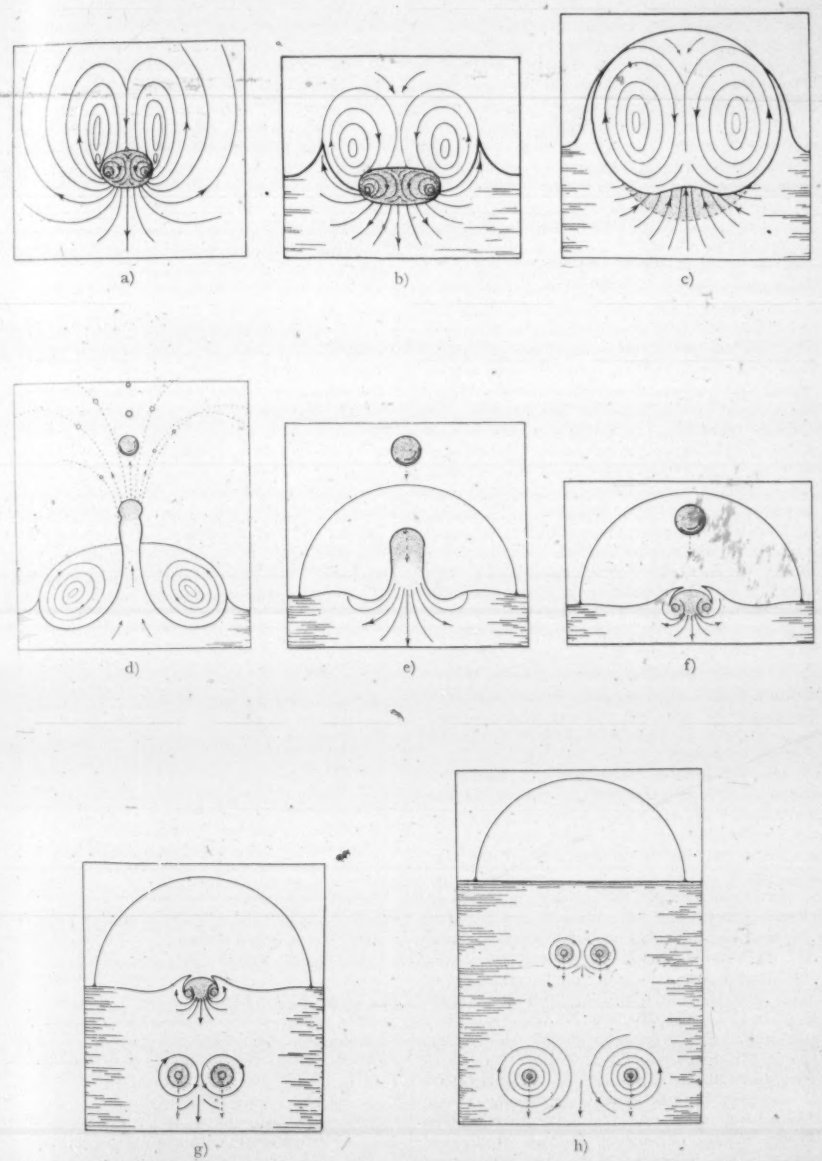

Fig. 6a—h. Vorgänge beim Einschlagen eines Regentropfens im Wasser.

ebenso der von ihr ausgesandte Tropfen. Im Moment des Versinkens (Fig. 6 f) entsteht aus der Säule ein kräftiger Wirbelring, und gleich darauf (Fig. 6 g) ein zweiter, der von dem nachfallenden Tropfen herrührt und im Kern stärker gefärbt ist. Je größer die Fallhöhe des Tropfens war, um so größer ist auch die Geschwindigkeit, mit der dieser Wirbel dem ersten folgt (Fig. 6 h) und oft durch ihn hindurch gegen den Boden des Gefäßes vordringt. So wird in den Wirbelringen mit dem Material des gefallenen Tropfens auch noch eine weit größere Menge Wasser von der Oberfläche in die Tiefe befördert. Nach den Versuchen schätze ich die Tiefe der Mischzone auf 20—30 cm. Die meisten der sehr ungleichen Wirbel dringen nicht über 10 cm in das Wasser ein.

Wenn die Bildung einer Blase gelingt, so sieht man, daß sie in dem Moment, wo die Wassersäule aufsteigt, abgeplattet und am Umfang erweitert wird, um im nächsten Moment, während die Säule versinkt, die regelmäßige Form der Halbkugel anzunehmen. So wölbt sie sich wie ein reizendes, wenn auch sehr vergängliches Naturdenkmal, über der Stätte, wo ein Regentropfen sein Ende fand.

Daß Regenblasen auf sehr flachen, nur wenige Millimeter tiefen Wasserlachen leicht entstehen können, ist eine bekannte Erscheinung, die davon herrührt, daß die Kraftlinien des aufschlagenden Tropfens nicht in die Tiefe eindringen können, sondern seitwärts abgelenkt werden und so die Schlagwelle verstärken, die mit ihrer aufschießenden Lamelle die Blase bildet. Hinzu kommt, daß das flache, eng begrenzte Wasser schnell zur Ruhe kommt und weit weniger den Störungen ausgesetzt ist, die in tieferem Wasser die Blasenbildung behindern.

Die flüssige Beschaffenheit und innere Rotation der Tropfen ist ohne Belang für die Entstehung der Blasen. Auch kleine Steinchen von der Größenordnung der Tropfen können Blasen hinterlassen, wenn sie in eine Wasserfläche einschlagen.

Seifenlösungen und Ölhäutchen verstärken die Oberflächenspannung des Wassers und begünstigen die Blasenbildung. Damit hängt zusammen, daß die Blasen im Anfang einer Regenperiode auffallend häufiger sind, als nach längerem Regen unter sonst ersichtlich gleichen Verhältnissen am gleichen Orte, weil dann jene, die Wasserhaut verstärkenden Stoffe fortgeschwemmt sind. Auf einem Mühlenteich, dessen Zufluß mancherlei Abwässer mitführt, hatte der Wind die sichtbare Wasserhaut in eine Bucht getrieben. Diese Fläche war glatt und fast bewegungslos, das übrige Wasser mit feinen, krausen Wellen bedeckt. Am folgenden Tage, bei strömenden Regen, war die Bucht mit zahllosen Regenblasen aller Größen bedeckt, während auf dem freien Wasser nur wenige, schnell verschwindende Blasen zu sehen waren. Der Rand der Wasserhaut bezeichnete die scharfe Grenze zwischen beiden Gebieten.

Die alte „Bauernregel" „Blasen auf der Pfütze gibt noch manche nasse Mütze" wird wohl allgemein als eine nur im Scherz zulässige Verallgemeinerung aufgefaßt, wenn es auch nicht ausgeschlossen, vielleicht sogar wahrscheinlich ist, daß ihr irgendwelche Beobachtungen über die größere Häufigkeit der Blasen im Anfang einer Regenperiode zugrunde liegen.

Gesamtzirkulation der Luft in einem Regenschauer. Daß der fallende Regen auch die Luft in seine Bewegung hineinzieht, ist eine bekannte Tatsache. Die Struktur dieser Bewegung ist aber nicht die eines einfachen homogenen Mitwindes, sondern das verwickelte Ergebnis der vielfach einander überlagernden aerodynamischen Vorgänge aller fallenden Tropfen. Jeder Tropfen bringt mit dem an ihm haftenden, durch Reibung erzeugten Luftwirbel eine relativ große Luftmenge an den Erdboden. Dieser Massenverschiebung nach unten steht im Kraftfelde des Tropfens keine gleichwertige Verschiebung nach oben gegenüber. Der Ersatz der dauernd fortgeführten Luft kann daher nur durch einen

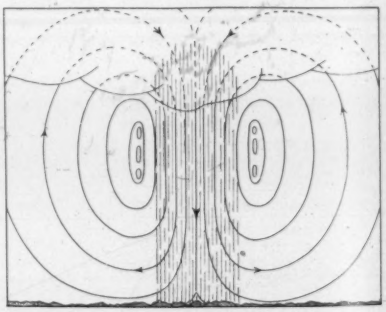

Fig. 7. Gesamtzirkulation des Mitwindes im fallenden Regen.

ebenso großen Nachschub von oben erfolgen, der bis an die Ursprungsstellen des Regens in den Wolken hinaufreicht. In diesen Regionen muß die ständige Luftentziehung eine Druckverminderung bewirken, welche die darüber befindliche Luft in Form einer Senke von allen Seiten zur Deckung des Verlustes herbeizieht.

Die Bewegung der Luft im Fallraume des Regens ist im hohen Grade pulsatorisch, da sie in den Gyromen die volle Geschwindigkeit der Tropfen erreicht, und ebenso turbulent, da sie die

gesamten, von den Gyromen abgeschnürten und zurückgelassenen Wirbel enthält.

Am Boden schaffen die eintreffenden Luftmassen eine Druckerhöhung, welche die Strömung wie eine Quelle nach den Seiten ablenkt und aus dem Regenfelde austreten läßt. Die Kontinuität erfordert, daß in dem unbegrenzten äußeren Raume irgendeine Verbindung zwischen der Quelle am Boden und der Senke in Wolkenhöhe besteht. Sie läßt sich schematisch als eine langsame Bewegung nach oben darstellen, die von dem Fallwinde durch eine vertikale Schicht exzentrischer Wirbelungen getrennt ist. Die Gesamtzirkulation der Luft erhält dadurch die Form eines Wirbelringes mit horizontaler Drehachse (Fig. 7). Die Arbeit des Umlaufs leistet die Schwere, indem sie an den Tropfen die Reibung überwindet, welche die Ursache der Wirbelbildung ist.

(Eingegangen 23. September 1930.)

Einige Bemerkungen zu dem Artikel von S. Suzuki über die obere Grenze der Energiedichte.

Von Wilhelm Anderson.

S. Suzuki sagt: „Sollte es sich zeigen, daß die Materie in jeder Beziehung in Lichtquanten übergeht, sobald sie Lichtgeschwindigkeit erreicht, so muß die Relativitätstheorie derart geändert werden, daß es der Energie nicht möglich ist unendlich zu werden" ..... [1]). Dagegen bemerke ich, daß eine Abänderung der Relativitätstheorie überflüssig wird, sobald man sich auf den Standpunkt von Louis de Broglie stellt. Letzterer nimmt an, daß die Lichtquanten sich nicht genau mit der „Grenzgeschwindigkeit" c bewegen, sondern etwas langsamer. Somit ist nach de Broglie die „Lichtgeschwindigkeit" immer etwas kleiner als die „Grenzgeschwindigkeit". Den Lichtquanten schreibt de Broglie eine „Ruhemasse" von etwa 10^{-50} g zu [2]).

1) Seitarô Suzuki, Physik. Zeitschr. **31**, 619, 1930.

2) Louis de Broglie, Phil. Mag. (6) **47**, 447, 1924. Als obere Grenze für die „Ruhemasse" der Lichtquanten nimmt de Broglie 10^{-44} g an [Ann. de phys. (10) **3**, 79, 1925]. Überraschenderweise scheint Arthur Haas von dieser Auffassung nichts zu wissen (vgl. sein Werk: „Materiewellen und Quantenmechanik", 3. Auflage, Leipzig 1930, S. 39). Ich habe unlängst eine Theorie entwickelt, wonach den Lichtquanten eine veränderliche „effektive" Ruhemasse zugeschrieben wird. Nach dieser Theorie ist die Geschwindigkeit der Lichtquanten etwa um 3 km · sec^{-1} kleiner als die „Grenzgeschwindigkeit" c (Zeitschr. f. Phys. **58**, 854, 1929).

Was die Verwandlung von sehr schnell bewegten materiellen Partikelchen in Lichtquanten anbetrifft, so stimmt dies bis zu einem gewissen Grade mit meiner eigenen Theorie überein. Nach dieser Theorie verschwindet nämlich bei einer sehr hohen „kritischen" Temperatur und einem „kritischen" Druck jeder Unterschied zwischen gewöhnlicher Materie und Hohlraumstrahlung [1]). Die erwähnte „kritische" Temperatur ist nach meiner Theorie von der Größenordnung 10^{15} Grad, und der „kritische" Druck von der Größenordnung 10^{43} Dyn. cm^{-2}.

Suzuki betrachtet die Elektronen und Protonen als „absolut inkompressibel und starr". Dagegen habe ich gefunden, daß, wenn man die Elektronen als Kugeln mit gleichmäßig verteilter Raumladung betrachtet, sie komprimiert werden müssen, sobald der äußere Druck $5{,}68 \cdot 10^{30}$ Dyn. cm^{-2} übersteigt [2]). Im Falle von Protonen beträgt der entsprechende Druck $6{,}56 \cdot 10^{43}$ Dyn. cm^{-2}. Andere Auffassungen über den Aufbau der Elektronen und Protonen führen zu anderen Drucken. Jedenfalls ist es mir gar nicht selbstverständlich, daß Elektronen und Protonen absolut inkompressibel sein sollen.

In Suzukis Gedankenexperimenten werden hohe Dichten durch Kompression oder durch Erwärmung (von gewöhnlicher Materie oder von Hohlraumstrahlung) erreicht. Es gibt aber ein Gedankenexperiment, wodurch man zu einer außerordentlich hohen Energiedichte von ganz besonderer Art kommen kann.

Wenn aus unendlich zerstreuter Masse M sich eine homogene Kugel vom Radius R und von der Dichte ϱ zusammenballt, so wird dabei eine Energie von

$$\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} = \frac{3}{5} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} G M^{5/3} \varrho^{1/3} \text{ Erg} \qquad (1)$$

entwickelt, welche vorher in potentieller Form vorhanden gewesen ist. Ist ϱ_0 die maximale mögliche Dichte der Materie, so befindet sich in der Kugel vom Radius R eine potentielle Gravitationsenergie von

$$\frac{3}{5} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} G M^{5/3} (\varrho_0^{1/3} - \varrho^{1/3}) \text{ Erg}. \qquad (2)$$

Nach Eddington kann man annehmen, daß sich im Universum $1{,}4 \cdot 10^{79}$ Protonen mit einer Masse von $2{,}3 \cdot 10^{55}$ g befinden [3]). Wir können also in unserem Gedankenexperiment ganz ruhig $M = 10^{55}$ g setzen. Weiter nehmen wir an:

1) W. Anderson, Zeitschr. f. Phys. **59**, 700, 1930.

2) W. Anderson, Zeitschr. f. Phys. **56**, 855, 1929.

3) A. S. Eddington, Monthly Not. **90**, 678, 1930.

$G = 6{,}66 \cdot 10^{-8}$, $\varrho = 10^{12}$ und $\varrho_0 = 10^{13}$[1]). Wenn die Dichte von 10^{12} g · cm^{-3} bis 10^{13} g · cm^{-3} steigt, so vermindert sich das Volumen der Kugel von $10^{55}/10^{12} = 10^{43}$ cm^3 zu $10^{55}/10^{13} = 10^{42}$ cm^3. Solange die Kugel das erstere Volumen einnimmt, besitzt sie nach (2) eine potentielle Gravitationsenergie von $3{,}45 \cdot 10^{88}$ Erg. Dann beträgt die durchschnittliche Dichte dieser Energie $3{,}45 \cdot 10^{88}/10^{43} = 3{,}45 \cdot 10^{45}$ Erg · cm^{-3}, was einer Massendichte von $3{,}45 \cdot 10^{45}/9 \cdot 10^{20} = 3{,}83 \cdot 10^{24}$ g · cm^{-3} entspricht, während die „materielle" Massendichte nur 10^{12} g · cm^{-3} beträgt!

Es sei hier noch zu bemerken, daß wir in Formel (2) unter M nur die „materielle" Masse verstanden haben. Wäre es aber nicht richtiger, M = materielle Masse + Masse der potentiellen Gravitationsenergie zu setzen? Dann würde die Formel (2) ein ganz anderes Resultat ergeben, worauf ich aber hier nicht näher eingehen möchte, da ich diese Frage bereits an anderen Stellen untersucht habe[2]).

1) Nach G. I. Pokrowski ist die maximale Dichte gleich $4 \cdot 10^{13} \pm 1$ g · cm^{-3} (Zeitschr. f. Phys. **49**, 588, 1928).

2) W. Anderson, Zeitschr. f. Phys. **53**, 597, 1929; **55**, 386, 1929.

Dorpat (Estland), 11. Oktober 1930.

(Eingegangen 22. Oktober 1930.)

Ein einfacher Apparat zur Auswertung von Prismenspektrogrammen mit Hilfe der Hartmannschen Formel.

Von Peter Grassmann.

Zur Berechnung der Wellenzahl ν und der Wellenlänge λ der Linien eines prismatischen Spektrums bedient man sich meist der vereinfachten Hartmannschen Formel, doch ist, auch wenn man nur geringe Genauigkeit erreichen will, die Rechnung umständlich und zeitraubend. Im folgenden soll ein einfacher Apparat beschrieben werden, den ich mir angefertigt habe, um Ramanspektren schnell und mit meist hinreichender Genauigkeit auszuwerten. Nach Einstellen eines Zeigers auf die fragliche Linie kann man an zwei in gleiche Intervalle geteilten Skalen Wellenlänge und Wellenzahl der Linie ablesen; durch Verrückung eines Schiebers auf die erregende Linie läßt sich sofort das gesuchte $\Delta\nu$ ablesen.

Zur Erläuterung des Prinzips diene die nachstehende Fig. 1. Es sei AF ein um den festen

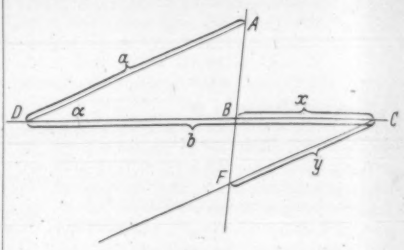

Fig. 1.

Punkt A drehbarer Fahrstrahl. Ferner sei $DA \parallel FC$. Aus der Ähnlichkeit der beiden Dreiecke ABD und FBC folgt:

$$\frac{y}{x} = \frac{a}{b - x}$$

$$y = -a\,\frac{b - x - b}{b - x} = -a + \frac{ab}{b - x}.$$

Setzen wir weiterhin $y = y_1 - d$ so folgt:

$$y_1 = d - a + \frac{ab}{b - x}.$$

Das ist nun aber ein Ausdruck der analog den Hartmannschen Formeln

$$\lambda_x = \lambda_0 + \frac{c}{s_0 - s_x} \quad \text{bzw.} \quad \nu_x = \nu_0 + \frac{c'}{s_x - s_0}$$

gebaut ist. Man wird also, wie weiter unten noch ausführlich dargelegt werden wird, längs CF die Wellenlängenskala antragen, während die photographische Platte über der Geraden DC zu befestigen ist.

Mit dem in Fig. 2 halbschematisch abgebildeten Apparat, den man sich leicht mit den einfachsten Mitteln herstellen kann, ist es möglich, ein Spektrum mit einer Genauigkeit von rund 2 Å zu vermessen. (Länge des Spektrums von $\lambda = 5461$ bis $\lambda = 4047$ 55 mm.) Um ihn zu verfertigen bestimmt man zunächst auf dem üblichen Wege die Hartmannsche Formel des Spektrographen. Soll nun auf der λ-Skala 1 mm 10 Å entsprechen, so sind die Konstanten λ_0 und c durch 10 zu dividieren (s_0 sei bereits in mm gegeben) und es ist nun eine Figur nach Art der Fig. 1 zu konstruieren, wobei die Bedingungen

$$d - a = \lambda_0; \quad ab = c \quad (a, b, d \text{ in mm}) \qquad (1)$$

zu erfüllen sind. Man kann also über a und den Winkel α noch frei verfügen und durch ihre passende Wahl eine möglichst vorteilhafte An-

ordnung erhalten. In ähnlicher Weise ist nun noch eine weitere Gerade zu konstruieren, die der ν-Skala entspricht. Dazu setze man: $y' = d' - y_1'$. Die Lage des Punktes A relativ zur Geraden BC und zu den beiden Skalen ist nun mit möglichster Genauigkeit auf das Grundbrett des Apparates zu übertragen und es sind die etwa aus mm Papier

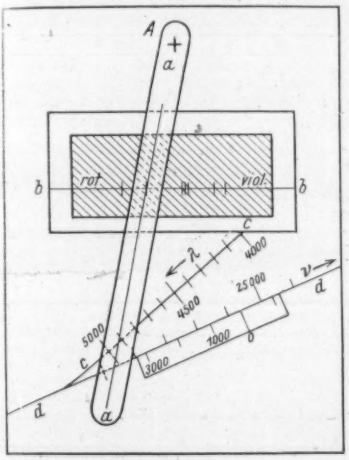

Fig. 2.

gefertigten Skalen längs der Geraden $c\,c$ und $d\,d$ (Fig. 2) anzukleben, wobei die beiden Bedingungen

$$y = \lambda - d = \lambda - a - \lambda_0 \qquad (2)$$
$$y' = d' - \nu = \nu_0 - a' - \nu$$

zu erfüllen sind. Nach einer bekannten zur Auswertung von Spektren üblichen Methode läßt sich unterhalb der ν-Skala ein Schieber anbringen, der durch Einstellen seines Nullpunkts auf die erregende Linie sofort das $\Delta\nu$ abzulesen gestattet. Dem Fahrstrahl AF der Fig. 1 entspricht nun ein Zeiger $a\,a$ (Fig. 2) aus durchsichtigem Material, auf dessen Unterseite ein feiner, genau gegen den Drehpunkt A hinzielender Strich angebracht ist. Weiterhin ritze man in die auszumessende photographische Platte senkrecht zu den Spektrallinien einen feinen Strich ein. (Statt dessen kann oft auch der obere oder untere Rand des Spektrums dienen.) Da dieser Strich der Geraden DC der Fig. 1 entsprechen soll, so ist er beim Einlegen der Platte mit der auf dem Apparat verzeichneten Linie $b\,b$ zur Deckung zu bringen. Durch Einstellen des Zeigers $a\,a$ auf eine Linie, deren Wellenlänge bekannt ist, läßt sich die Platte durch Parallelverschiebung zu $c\,c$ leicht in die richtige Lage bringen. Dieses Einstellen geschieht immer in der Weise, daß man den Schnittpunkt der Spektrallinie mit dem auf der Platte eingeritzten Strich durch Drehen des Zeigers $a\,a$ mit dem Strich auf diesem zur Deckung bringt. Wellenlänge und Wellenzahl werden dann beim Schnittpunkt des Striches am Zeiger mit der Geraden $c\,c$ bzw. $d\,d$ abgelesen. Um Parallaxenfehler zu vermeiden ist es empfehlenswert eine Lupe anzubringen, die sich längs des Spektrums verschieben läßt und die Platte mit der Schichtseite gegen den Zeiger, also nach oben, aufzulegen. Um die Genauigkeit weiter zu steigern, ist es vorteilhaft, die Entfernung von A bis zu den Skalen groß gegenüber der von A bis zu der Platte zu machen, was sich durch passende Wahl der Maßstäbe der Skalen immer leicht erreichen läßt. Um im durchgehenden Licht beobachten zu können, ist unter der photographischen Platte eine Glasplatte in einen Ausschnitt im Brett eingesetzt. Ist durch eine Nachjustierung des Spektrographen seine Dispersionsformel verändert, so läßt sich das leicht durch eine kleine Verrückung der Platte im Ausmeßapparat korrigieren. Macht man die Gerade $b\,b$ um den Punkt C (Fig. 1) drehbar und diesen Drehpunkt längs CF verschiebbar, so ist eine Einstellung des Apparates nach den Konstanten der Dispersionsformeln verschiedener Spektrographen möglich. Soll ein Gitterspektrum vermessen werden, so ist die Platte parallel zur λ-Skala im Apparat zu befestigen.

Herrn Privatdozent Dr. Schütz habe ich für manche Anregung zu danken.

München, Phys. Institut der Universität.

(Eingegangen 26. November 1930.)

Bemerkungen zum Aufsatz: „Resonanzmethoden für die Bestimmung der Gravitationskonstanten G“ von Jakob Kunz, in der Physik. Zeitschr. 31, 764, 1930.

Von Josef Zahradníček.

1. Bei der Herleitung der Formel für das Kraftmoment N — Seite 764 — scheint ein Fehler unterlaufen zu sein, denn aus den Gleichungen

$$N = 2R_1F_t, \quad F_t = F_1\cos\gamma_1 - F_2\cos\gamma_2,$$

wo γ_1, γ_2 die Winkel sind, für welche die Be-

ziehungen (Fig. 1, Seite 764)

$$\frac{R_2}{r_1} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} + \gamma_1\right)}{\sin(\alpha+\beta)}, \qquad \frac{R_2}{r_2} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \gamma_2\right)}{\sin(\alpha+\beta)}$$

gelten, folgt für das die beiden inneren Kugeln angreifende Kraftmoment

$$N = 2R_1R_2\left(\frac{F_1}{r_1} - \frac{F_2}{r_2}\right)\sin(\alpha+\beta),$$

wo

$$F_{1,2} = G\frac{m_1 m_2}{r_{1,2}^2},$$

$$r_{1,2}^2 = R_1^2 + R_2^2 \mp 2R_1R_2\cos(\alpha+\beta).$$

Im Falle der unendlich kleinen Schwingungen α, β folgt daraus in erster Annäherung

$$N = 2R_1R_2Gm_1m_2\left[\frac{1}{(R_2-R_1)^3} - \frac{1}{(R_2+R_1)^3}\right](\alpha+\beta),$$

wo

$$\beta = \frac{A_2}{R_2}\sin\omega_2 t.$$

Setzen wir diese Werte in die Differentialgleichung für die kleinen Kugeln

$$I\frac{d^2\alpha}{dt^2} + k\frac{d\alpha}{dt} + C\alpha = N,$$

dann bekommen wir die Gleichung der erzwungenen Schwingungen in der Form

$$I\frac{d^2\alpha}{dt^2} + k\frac{d\alpha}{dt} + C\alpha = h\sin\omega_2 t,$$

wo

$$h = 2R_1Gm_1m_2A_2\Delta,$$

$$C = C - 2R_1R_2Gm_1m_2\Delta,$$

$$\Delta = \frac{1}{(R_2-R_1)^3} - \frac{1}{(R_2+R_1)^3},$$

statt

$$h = \frac{4R_1Gm_1m_2A_2}{(R_1^2+R_2^2)^{3/2}} \text{ usw.}$$

Die Amplitude der erzwungenen Schwingungen A_1 ist im stationären Zustande und im Falle der Resonanz

$$A_1 = \frac{h}{k\omega_2} = \frac{2R_1Gm_1m_2A_2\Delta}{k\omega_2},$$

und daraus folgt der Wert der Gravitationskonstante

$$G = \frac{A_1k\omega_2}{2R_1A_2m_1m_2\Delta},$$

$$\Delta = \frac{1}{(R_2-R_1)^3} - \frac{1}{(R_2+R_1)^3},$$

statt des angeführten Wertes

$$G = \frac{A_1(R_1^2+R_2^2)^{3/2}k\omega_2}{4R_1A_2m_1m_2}.$$

Die Methode setzt die Werte $R_1 \leqq R_2$ voraus; im Falle $R_1 = R_2$ soll die Formel für das Kraftmoment N, h einen unendlich großen Wert ergeben, was in der Formel, die Herr Kunz anführt, nicht der Fall ist.

2. Das logarithmische Dekrement muß in dem angeführten Falle in der Form geschrieben werden (Seite 765, Zeile 16 von unten)

$$\delta = \frac{k}{2I}T_1 \quad \text{statt} \quad \delta = kT_1.$$

3. Die Formeln auf der Seite 766 müssen mit Rücksicht auf die oberen Beziehungen etwas umgerechnet werden.

Eine etwas allgemeinere Lösung des vorgelegten Problems mit zugehörigen Messungen werde ich in nächster Zeit veröffentlichen.

BESPRECHUNGEN.

Leon Brillouin, Les Statistiques Quantiques et leurs applications. 2 Bände. 404 S. Paris 1930. Les presses universitaires de France. Fr. 125.—.

Der Verfasser beginnt mit einer knappen und eleganten Darstellung der klassischen Theorie der Wärmestrahlung; es folgt die Einführung der Lichtquantenhypothese und ein Hinweis auf den Dualismus Welle—Korpuskel. Im nächsten Abschnitt wird die Anwendung der statistischen Mechanik auf die Thermodynamik entwickelt und das Planck'sche Gesetz und die Einstein'schen Schwankungserscheinungen abgeleitet. Es folgt dann eine Darstellung der Bose-Einstein'schen, sowie der Fermi-Dirac'schen Statistik. Als wesentlicher Grund für die Verschiedenheit der klassischen und der quantentheoretischen Statistiken wird hierbei die Größe der Phasenraumzellen angesehen, was dem Referenten nicht ganz korrekt zu sein scheint. Der zweite Band beschreibt hauptsächlich die Anwendungen der Quantenstatistik. Die ersten Abschnitte enthalten eine aus-

fühliche Darstellung der Theorie der Metalle. Es folgt die Thomas-Fermi-Methode und Rechnungen über die Ionisation von Wasserstoffatomen im Temperaturgleichgewicht.

Das Buch ist leicht zu lesen und gibt eine elegante Zusammenfassung verschiedener Überlegungen, die sonst nur zerstreut in der Literatur zu finden sind. Leider hat sich der Verfasser in den eigentlich quantentheoretischen Kapiteln noch nicht ganz dem heutigen Stande der Theorie angepaßt, der Dualismus Welle—Korpuskel erscheint z. B. bei Brillouin noch rätselhaft. Auch die Überlegungen über die Ruhmasse der Photonen entsprechen nach Ansicht des Referenten nicht unserer jetzigen Kenntnis der Quantentheorie. Die Anwendungen der Quantenstatistik sind jedoch ausgezeichnet dargestellt.

W. Heisenberg.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. Zweiter Band. Lehre von der strahlenden Energie (Optik) zweite Hälfte, in 2 Teilen. Herausgegeben von Karl Wilhelm Meißner. Braunschweig 1929. Friedr. Vieweg & Sohn. Geh. RM 87.50, geb. RM 95.—.

Während in der letzten (10.) Auflage des Müller-Pouillet die Optik in einem Band zusammengefaßt war, besteht die Optik der 11. Auflage aus drei Teilbänden von zusammen 2392 Seiten mit 1345 Figuren. Diese starke Vergrößerung gerade der Optik hat mehrere Ursachen. Erstens haben sich seit der letzten Auflage viele Zweige der Optik ganz bedeutend vergrößert. Zweitens sind in die Optik auch Gebiete anderer Wellenlängen wie Röntgenstrahlen und γ-Strahlen mit einbezogen worden. Drittens nehmen die zum Verständnis der optisch-atomistischen Erscheinungen unbedingt nötigen atomtheoretischen Erläuterungen einen erheblichen Teil des Buches ein. Hierdurch hat das Lehrbuch stellenweise seinen früher betonten experimentellen Charakter verloren. Und während früher der Müller-Pouillet ein für Studierende der Physik auch mittleren Semesters empfehlenswertes Lehrbuch war, dürfte er heute wohl wegen seines Umfangs und der mathematischen Voraussetzungen erst für höhere Semester geeignet sein. Dies ist indessen sicher kein Nachteil. Besitzen wir doch heute eine Menge guter elementarer Lehrbücher. Und so darf man dem neuen „Müller-Pouillet", Band Optik, getrost den ihm zukommenden Platz zwischen den einfachen Lehrbüchern und den im allgemeinen für Studierende viel zu ausführlichen Handbüchern der Physik zuweisen.

Im folgenden sollen die einzelnen Kapitel der Reihe nach aufgezählt und nur einige bemerkenswerte Neuerungen hervorgehoben werden. Die erste Hälfte des zweiten Bandes der Optik ist schon in einem früheren Heft dieser Zeitschrift (**29**, 207 1928) referiert worden. Der erste Teil der 2. Hälfte enthält zunächst die wenig veränderte Polarisationsoptik (geradlinie Polarisation des Lichtes von K. W. Meißner, Doppelbrechung, Interferenzerscheinungen im polarisierten Licht und Drehung der Polarisationsebene von E. Buchwald). Daran schließt sich vollständige Neuerung eine „Kristalloptik der Röntgenstrahlen" von E. Buchwald an. Laue-Beugung und Braggsche Reflexion der Röntgenstrahlen an den Netzebenen werden erläutert und einige Beispiele (Steinsalz, Sylvin, Zinkblende, Diamant, Flußspat, Kalkspat) gebracht. Die Methode, wie man aus den Interferenzpunkten des Röntgendiagramms das Gitter erhält, wird erläutert. Zuletzt wird das Debye-Scherrer-Verfahren beschrieben. Eine Darstellung dieser wichtigen Kapitel in der Optik ist sehr zu begrüßen, haben doch die Röntgenstrahlen früher in den Lehrbüchern meist ein sehr kümmerliches Dasein in der Elektrizitätslehre gefristet. Als zweite Neuerung folgt ein sehr ausführliches Referat über Photometrie von H. Kohn. Dieses für die Lichttechnik wichtige Kapitel bringt nach einer Einführung über die allgemeinen Grundlagen der Photometrie die wichtigsten Photometer und photometrische Methoden für weißes Licht mit schönen Figuren, zuletzt die Apparate und Methoden der Spektralphotometrie und Kolorimetrie, welche heutzutage in Wissenschaft und Technik eine wichtige Rolle spielen. Die Spektroskopie ist zu einem selbständigen Kapitel geworden. Die Apparate und Methoden zur Untersuchung des sichtbaren Spektrums (Prismenapparate, Gitter, Interferenzspektroskope, Wellenlängenmessungen) beschreibt K. W. Meißner, die Meßmethoden für ultrarote Strahlung, ihre spektrale Zerlegung, Polarisation und die Messung der Wellenlängen wird von G. Hettner und M. Czerny behandelt, die entsprechenden Methoden für das ultraviolette Spektrum von E. Gehrcke. Ein Abschnitt über Erzeugung der Spektren von K. W. Meißner beschließt dieses Kapitel. Ein ausführlicher Teil ist der schwarzen Strahlung gewidmet, ein experimenteller Teil von M. Czerny und G. Hettner und ein theoretischer von W. Pauli, sowie die Anwendung der Strahlungsmessungen zur Temperaturbestimmung von H. Kohn. Die sehr wichtige Ökonomiefrage behandelt ein Abschnitt: Ziele und Grenzen der Lichttechnik von H. Kohn. Den Schluß der zweiten Hälfte der Optik, 1. Teil, bildet eine teilweise schon in den früheren Auflagen behandelte Theorie der Reflexion, Brechung und Dispersion, von R. Minkowski, dargestellt für das gesamte Wellenlängengebiet von den Röntgenstrahlen bis zu den kurzen Wellen. Auch die Ergebnisse der Quantentheorie für die Dispersion werden berücksichtigt.

Der 2. Teil, 2. Hälfte der Optik, beginnt mit einer Erläuterung der Grundlagen der Quantentheorie des Atombaus von W. Pauli, ergänzt durch zwei Nachträge über das Eingreifen der Vorstellung des Magnetelektrons und der neuen Quantenmechanik. Die für den Anfänger sicherlich etwas schwierigen Abschnitte sind für ein genaues Verständnis der späteren Kapitel (z. B. Zeemaneffekt) nötig, für den Anfang können sie überschlagen werden. Darauf folgen verschiedene Abschnitte über die Ergebnisse der Spektroskopie, speziell über die Anregung von Spektrallinien von G. Hertz, über Serienspektren von F. Paschen, über Bandspektren von A. Kratzer und über den Zeemaneffekt von E. Back. Eine sehr ausführliche Darstellung der Spektren der Röntgenstrahlen von D. Coster ist neu eingegliedert. Sie enthält nach historischer Einleitung einen Überblick über die Interferenzerscheinungen an Kristallen und ihre Auswertung zur Bestimmung der Wellenlängen der Röntgenstrahlen, eine Darstellung der Röntgentechnik (Röntgenröhren und Spektrographen), der im charakteristischen und im Bremsspektrum gefundenen Gesetzmäßigkeiten, sowie eine atomtheoretische Deutung. Die Dispersion, Streuung und Absorption der Röntgenstrahlen in der Materie wird erörtert. Auch die γ-Strahlen sind aus der Radioaktivität herausgenommen und in die Optik eingegliedert worden. Ein Abschnitt von L. Meitner bringt einen Überblick über die

Methoden zum Nachweise der γ-Strahlen und ihre Eigenschaften. Die Magneto- und Elektrooptik ist von R. Ladenburg ganz umgearbeitet worden. Sie enthält die diamagnetische und die paramagnetische Drehung der Polarisationsebene, die verschiedenen Arten von magnetischer Doppelbrechung und den magnetooptischen Kerreffekt — der Zeemaneffekt wurde schon an anderer Stelle behandelt —, sowie elektrische Doppelbrechung und den Starkeffekt. Überall sind die neusten atomtheoretischen Vorstellungen verarbeitet. Verschiedene Kapitel, die die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie betreffen, beschließen das Werk: Zunächst eine Darstellung des äußeren und inneren lichtelektrischen Effekts, der Fluoreszenz- und Phosphoreszenzvorgänge, zuletzt die Photochemie mit einem Anhang über Photographie und Chemielumineszenz (von R. W. Pohl und B. Gudden).

W. Hanle.

J. Plassmann, Himmelsalmanach für das Jahr 1931. Mit 11 Figurentafeln für die Monde des Planeten Jupiter. 8°. 58 S. Berlin und Bonn 1931. Ferd. Dümmler. RM 3.50.

Der Almanach enthält wie in den vorhergehenden Jahren Ephemeriden und Himmelserscheinungen in einer für Liebhaberastronomen und Schulen sehr zweckmäßigen Zusammenstellung. A. Kopff.

L. Bieberbach, Lehrbuch der Funktionentheorie. 1. Bd. Elemente der Funktionentheorie. Gr.-8°. VII und 322 S., mit 80 Figuren. 3., verbesserte Auflage. Leipzig-Berlin 1930. B. G. Teubner. Geb. RM 17.—.

Es ist ein deutliches Zeichen für die Beliebtheit des angezeigten Buches und zugleich die beste Empfehlung, daß es in verhältnismäßig kurzer Zeit bereits zum dritten Male aufgelegt werden mußte. Der vorliegende Band bringt die Elemente der Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen, „d. h. die allgemeinen Begriffsbildungen und die einfachen Sätze aus der Funktionentheorie, die bei dem heutigen Stande dieser Wissenschaft auf Schritt und Tritt gebraucht werden". Unter anderem enthält der Band auch einen Abriß der Theorie der elliptischen Funktionen und der Gammafunktion. Da an Kenntnissen lediglich die Elemente der analytischen Geometrie und einiges aus der Differential- und Integralrechnung vorausgesetzt werden, wird das Buch zur Einführung in die Funktionentheorie die besten Dienste leisten. Haupt.

W. Kesseldorfer, Grundbegriffe der Elektrotechnik. Gr.-8°. 152 S. Mit 48 Abb. Berlin 1929. Deutsche Verlagswerke Strauß, Vetter & Co. Geb. RM 5.60.

Das Büchlein wendet sich an Handwerker in einschlägigen Berufen und geradezu an den interessierten Laien und sucht, ohne mehr als Grundschulbildung vorauszusetzen, das verständlich zu machen, was heute dauernd im täglichen Leben an Elektrotechnik vorkommt (Beleuchtungswesen, Motoren, Telefon). Behandelt werden vor allem: Elektrische Grundbegriffe, Ohmsches Gesetz, Stromverzweigung, Stromwärme, Induktion, Wechselstromlehre, Drehstrom, Ohmsches Gesetz für Wechselstrom, Leistungsfaktor, Resonanz. In einem 2. Bändchen „Praktische Elektrotechnik" sollen später die Anwendungen behandelt werden.

Die Darstellung ist sehr anschaulich und lebendig, die Figuren lehrreich. Eine Anzahl von Rechenbeispielen aus der Praxis fördert das Verständnis. Man kann dem Buch einen guten Erfolg wünschen.

E. Nies.

E. v. Lommel, Lehrbuch der Experimentalphysik. Gr.-8°. XII u. 594 S. Mit 431 Fig. u. 4 Tafeln. 29. u. 30., vollst. umgearb. Aufl., hrsg. v. W. König u. P. Cermak. Leipzig 1929. J. A. Barth. Geb. RM 17.—.

Das altbekannte Werk, dessen letzte Auflage 1923 erschien, hat auch in seiner neuen Fassung den bewährten Charakter als Lehrbuch für den Studierenden der ersten Semester beibehalten. Die entscheidenden Fortschritte der theoretischen Physik bedurften also keiner eingehenden Darstellung, sondern wurden nur in kurzen Hinweisen gestreift. Aber auch sonst ist das Buch etwas zu vorsichtig modernisiert worden, und um nur ein Beispiel zu nennen, dürfte aus dem Galvanismus gar manches weggelassen werden zugunsten der elektrischen Schwingungen und Wellen. Auch von den Figuren wären mehrere zu erneuern.

Trotzdem wird man das Werk wegen seiner gediegenen Art gern empfehlen. E. Nies.

E. Rabinowitsch, Grundbegriffe der Chemie. (Sammlung Göschen Bd. 804.) 151 S. m. 2 Abb. Berlin, Leipzig 1930. Walter de Gruyter & Co. Preis geb. RM 1.80.

Rabinowitsch versucht in diesem Bändchen eine Präzisierung der Grundbegriffe der modernen Chemie zu geben, geteilt in zwei Hauptgruppen: Chemische Stoffe (Elemente und Verbindungen) und Chemische Reaktionen (Energie, Arbeitswerte, R.G.). Was diesen Versuch auszeichnet und auch für manchen Physiker zu einer nützlichen und empfehlenswerten Übersicht über chemische Gedankengänge werden läßt, ist sein Bestreben, die neuere Entwicklung stets an die klassischen Ergebnisse anzuknüpfen. Verf. hat die Ausstattung des Textes mit Kurven, Zahlen und schematischen Darstellungen knapp gehalten. Für manche seiner Leser hätten solche Beigaben die Überzeugungskraft des Textes zweifellos noch erhöht. L. Ebert.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der erste Assistent vom Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Berlin Dr. Franz Simon zum ord. Professor für Physikalische Chemie an der Universität Breslau, der Privatdozent für Physiologische Chemie an der Universität Tübingen Dr. Ernst Klenk zum a. o. Professor ebenda.

Ehrung: Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verlieh die zur Erinnerung an ihr 10jähriges Bestehen geprägte Medaille dem Professor für Hüttenkunde, Elektrometallurgie und Probierkunde an der Bergakademie Freiberg Geh. Bergrat Dr. C. Schiffler.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.